

SYNTHETISCHE SPEKTREN STATIONÄRER AKKRETIONSSCHEIBEN

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Constanze la Dous
aus Braunschweig

München
1986

SYNTHETISCHE SPEKTREN STATIONÄRER
AKKRETIONSSCHEIBEN

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Constanze la Dous
aus Braunschweig

München, den 14. 2. 1986

1. Gutachter: Prof. Dr. R.-P. Kudritzki

2. Gutachter: Prof. Dr. H.-G. Groth

Tag der mündlichen Prüfung: 30. April, 1986

To believe that our abstract concepts
of separate 'things' and 'events'
are realities of nature
is an illusion.

F. Capra

Inhaltsverzeichnis

	Seite
O. 1. Zusammenfassung	1
2. Abstract	2
I. Einleitung	3
II. Zwergnovae und novaähnliche Sterne -	
Beobachtungen und Modellvorstellungen	6
1. Beobachtungen	6
2. Modellvorstellungen	14
3. Einige nützliche Relationen	18
III. Annahmen, Vereinfachungen und ihre	
Implikationen	20
1. Grundsätzliches	20
2. Die Natur der Akkretionsscheiben	20
3. Nicht berücksichtigte Effekte	25
4. Annahmen und Grundgleichungen zur Berechnung der	
Scheibenspektren	28
IV. Das einfachste Modell einer strahlenden	
Akkretionsscheibe	32
V. Modellatmosphären	48
1. Allgemeines	48
2. Berechnung von LTE-Modell-Atmosphären	52
3. Berechnung einer Wertetabelle für Absorptions-	
koeffizienten, Elektronen- und Kerndruck,	
sowie Gasdichte als Funktionen von Tem-	
peratur und Druck	59
4. Untersuchung der Modellatmosphären	62
VI. Berechnung der Linienspektren	72
1. Allgemeines	72
2. Lösung der Strahlungstransportgleichung nach	
Feautrier	74
3. Physikalische und atomare Größen	79
1. Optische Tiefe	79
2. Absorptionskoeffizienten und Linien-	
verbreiterung	80
4. Flußintegration	85

VII.	Synthetische Spektren	88
1.	Entstehung der Strahlung	88
1.	Das Kontinuum	89
2.	Die Linienstrahlung	90
2.	Einflüsse verschiedener Parameter auf das Gesamt- spektrum	103
1.	Geometrische Breite der "Ringe"	103
2.	Drehimpulsübertrag	106
3.	Einfluß der Variabilität der Schwerebe- schleunigung in vertikaler Richtung ...	109
4.	Einfluß des Neigungswinkels	113
5.	Die Vertikale Höhe der Scheibe	116
6.	Einfluß von Zentralmasse und Massentransfer- rate	118
7.	Außen- und Innenradius der Scheibe	121
8.	Zusammenfassung	124
VIII.	Vergleiche mit Arbeiten anderer Autoren	128
1.	Herter, Lacasse, Wesemael, Winget (1979)	128
2.	Mayo, Wickramasinghe, Whelan (1980)	133
3.	Wade (1984)	135
IX.	Vergleich mit Beobachtungen	139
1.	Der Spektralindex	139
2.	Farben	142
3.	Der Balmersprung	144
4.	Linienpektren	147
X.	Schlußbetrachtung	149
	Anhang: Liste der verwendeten Formelzeichen	153
	Literaturnachweis	156
	Danksagung	
	Lebenslauf	

0.1. Zusammenfassung

Synthetische Spektren geometrisch dünner optisch dicker stationärer Akkretionsscheiben in Kataklysmischen Variablen werden berechnet. Notwendigkeit und Rechtfertigung der bei den Rechnungen gemachten Annahmen und Vereinfachungen werden diskutiert. Der Einfluß verschiedener Systemparameter (Neigungswinkel, geometrische Dicke der Scheibe, Größe der Massentransferrate, Masse des Zentralsterns, Größe des Innen- und Außenradius der Scheibe) wird untersucht. Die Größenordnung der zu erwartenden Effekte wird anhand von wie Schwarze Körper strahlenden Akkretionsscheiben abgeschätzt. Modellatmosphären werden in der grauen Näherung berechnet. Ihre Struktur wird untersucht. Ausgehend von diesen Modellatmosphären werden kontinuierliche und Linienspektren im Bereich zwischen 100 und 100000 Å berechnet, und wieder wird der Einfluß der Systemparameter untersucht. Es wird ausführlich diskutiert, welche Linien wo in der Scheibe entstehen. Die Ergebnisse der Modellrechnungen werden mit Resultaten anderer Autoren verglichen, Unterschiede werden diskutiert. Schließlich werden beobachtbare Charakteristika der Modelle (Wellenlängenabhängigkeit der kontinuierlichen Strahlung, Größe des Balmersprunges, Linienspektren) mit tatsächlichen Beobachtungen verglichen.

Die hauptsächlichen Anliegen der Arbeit sind dreierlei: Erstens, für spätere weiterführende Rechnungen soll geklärt werden, welche Systemparameter die Spektren wesentlich beeinflussen und welche weitgehend unberücksichtigt bleiben können; in Arbeiten anderer Autoren ist dies in dieser Ausführlichkeit nie diskutiert worden. Zweitens soll eine ausführliche Diskussion der Linienentstehung, der Entstehungsorte und der Profiländerungen durch Änderungen physikalischer Gegebenheiten, Analogieschlüsse für die Interpretation beobachteter Spektren ermöglichen. Und schließlich wird besonderer Wert auf die Berechnung und Interpretation des UV - Spektrums gelegt, da einerseits solche Rechnungen bisher noch nie durchgeführt worden sind, andererseits große Mengen sehr homogenen Datenmaterials allgemein zugänglich zur Verfügung stehen (IUE), deren Interpretation nach wie vor Schwierigkeiten bereitet.

0.2. Abstract

Synthetic spectra of geometrically thin, optically thick stationary accretion disks in Cataclysmic Variables will be computed. Simplifications and assumptions are needed in order to carry out the computations. Their necessity and justification will be discussed. The influence of the different parameters of the system (angle of inclination, geometric thickness of the disk, mass transfer rate, mass of the central star, inner and outer disk radius) will be investigated. By the use of accretion disks which radiate like black bodies, the magnitude of effects to be expected from changes in the parameters will be estimated. Model atmospheres are computed in the grey approximation and their structure will be investigated. Using these model atmospheres, continuous and line spectra will be computed in the range between 100 and 100000 Å; again the influence of the parameters on the outgoing radiation will be investigated. A detailed discussion will be devoted to the question of where in the disk the lines originate. Results of these calculations will be compared with those by other authors and differences will be discussed. Finally, observable features of the models (wavelength dependence of the continuous radiation, size of the Balmer jump, line spectra) will be compared with actual observations.

The main aim of this work is threefold. First, from detailed computations the system parameters that exert a significant influence on the spectra and those that can be largely neglected will be distinguished; this has never been investigated in such detail by previous authors. Secondly, a detailed discussion of where in the disk the lines originate and how the line profiles are influenced by changes in physical conditions shall make possible arguments by analogy for the interpretation of observed spectra. And finally, great importance is attached to the computation and interpretation of UV spectra, since such computations have never been performed before, whereas a huge rather homogeneous set of data is generally available (IUE), the interpretation of which still raises serious problems.

I. Einleitung

Kataklysmische Variable sind beobachtungsmäßig ursprünglich dadurch charakterisiert, daß sie in mehr oder weniger regelmäßigen Zeitabständen, oder in historischen Zeiträumen auch nur einmal plötzlich Helligkeitsanstiege um einige Größenklassen zeigen; inzwischen werden dieser Klasse aber auch Objekte zugeordnet, deren Helligkeit annähernd unveränderlich ist. Zur Klasse der Kataklysmischen Variablen zählen heute Novae, rekurrierende Novae, novaähnliche Sterne und Röntgendoppelsterne. Ihnen allen gemeinsam ist, daß die beobachteten photometrischen und spektroskopischen Eigenschaften sehr ähnlich sind und weitgehend durch ein und dasselbe Grundmodell erklärt werden können. Nach dieser Grundvorstellung sind Kataklysmische Variable im wesentlichen halbgetrennte Doppelsterne, deren eine Komponente Materie an die andere (geometrisch wesentlich kleinere) verliert, und durch diesen Prozeß bildet sich eine sog. Akkretionsscheibe um die kleinere Komponente aus. In Kap. II wird ausführlicher auf diese Modellvorstellung und Beobachtungen, die zu ihrer Ableitung führten, eingegangen werden.

Als hauptsächliche Strahlungsquelle des Systems wird im Optischen und UV (abgesehen von speziellen novaähnlichen Systemen) die Akkretionsscheibe angesehen. Anders als Sterne, deren abgestrahlte Energie aus Kernprozessen im Inneren des Sternes stammt, hat die Strahlung der Akkretionsscheibe ihren Ursprung in der Freisetzung von Gravitationsenergie der in der Scheibe enthaltenen Materie, wenn sie im Schwerfeld des akkretierenden Sterns nach innen fällt. Die an einem Punkt in der Scheibe herrschende Temperatur wird hauptsächlich bestimmt durch die an diesem Ort freigesetzte Gravitationsenergie, die wiederum abhängig ist von der Viskosität in der Scheibe. Über Art und Größe der Viskosität ist sehr wenig bekannt. Beobachtungen und theoretische Überlegungen lassen aber immer wieder darauf schließen, daß die Temperatur in Richtung auf den Zentralstern anwächst. Desweiteren zeigen Beobachtungen, daß die Scheibe geometrisch dünn ist, d.h. ihre vertikale Höhe ist sehr viel kleiner als der Abstand vom Zentralstern. In Kap. III wird diskutiert werden, daß die physikalische Scheibenstruktur in erster Näherung zu beschreiben ist, indem radiale Wechselwirkungen der Scheibenmaterie vernachlässigt werden und nur horizontaler Strahlungs- und Energietransport betrachtet werden. In bezug auf die emittierte Strahlung heißt das, daß man sich die Scheibe

vorstellt als radiale Aneinanderreihung konzentrischer Gebiete homogener physikalischer Verhältnisse, die jedes Strahlung ähnlich der eines Einzelsterns emittieren (Fig. IV.1), diese ist bestimmt durch die in vertikaler Richtung wirkende Komponente der Gravitationsbeschleunigung des Zentralsterns und die Temperatur an dem jeweiligen Punkt der Scheibe. Daß die abgestrahlte Energie in einem Fall (Stern) aus nuklearen Prozessen, im anderen (Scheibe) aus viskosen stammt, ist für das emittierte Spektrum zunächst irrelevant; wichtig wird dieser Unterschied bei der Behandlung optisch dünner Scheiben, bei denen Energieerzeugung innerhalb der Atmosphäre in größerem Ausmaß stattfindet.

Zur Berechnung eines Spektrums sind implizit oder explizit noch eine ganze Reihe anderer Annahmen über verschiedene Systemparameter notwendig; diese werden in Kap. III diskutiert werden. Insbesondere wird als einzige Strahlungsquelle die Akkretionsscheibe berücksichtigt, alle anderen Systemkomponenten, wie z.B. die beiden Sterne, werden vernachlässigt.

Verschiedene Autoren haben unterschiedliche Annahmen gemacht und damit verschiedene Systemeigenschaften beschreiben können (Canizzo, Kenyon (1985); Ferland et al. (1982); Freitag (1983); Herter et al. (1979); Jameson et al. (1980); Kiplinger (1979, 1980); Koen (1981); Mayo et al. (1980); Pacharintanakul, Katz (1980); Schwarzenberg-Czerny (1981); Schwarzenberg-Czerny, Rozyczka (1977); Tylenda (1977, 1981); Wade (1984); Williams (1980); Williams, Ferguson (1982)). Beobachtungen und Theorie stimmen i.a. nur in ganz speziellen Fällen einigermaßen überein, generell klaffen sie auseinander. Die Einflüsse einiger Parameter auf das berechnete Spektrum wurden in jeder der obigen Arbeiten untersucht, andere Parameter, die im Prinzip ebenfalls veränderlich sind, wurden als konstant angenommen. In keiner dieser Arbeiten wird somit klar, welche Systemeigenschaften die eigentlich relevanten für die Qualität der emittierten Strahlung sind.

Eines der Ziele der vorliegenden Arbeit ist es, so viele Systemparameter wie möglich zu variieren, um ihren Einfluß auf das Gesamtspektrum der Scheibe zu untersuchen. Es soll geklärt werden, welche der Parameter für detailliertere Rechnungen möglichst genau bekannt sein sollten, und für welche die Annahme ungefährender Werte ausreichend ist. Trotzdem sind für die Durchführung von Rechnungen selbstverständlich sehr viele Annahmen nötig, vor al-

lem, um die Zahl der freien Parameter nicht so sehr anwachsen zu lassen, daß Untersuchungen ihrer individuellen Wirkungen kaum mehr möglich sind.

In Kap. III werden bezüglich des Systems gemachte Annahmen und Vereinfachungen diskutiert werden. Es wird begründet werden, warum für eine erste Untersuchung ein kataklysmisches System auf lediglich die Akkretionsscheibe reduziert werden kann, die als stationär, d.h. mit konstantem Massendurchsatz angesehen wird. Der Einfluß von Neigungswinkel, vertikaler Scheibendicke, Masse des Zentralsterns, Massendurchsatz und radialer Scheibengröße soll später untersucht werden. Um ein Gefühl für die zu erwartenden Größenordnungen der Effekte zu bekommen, wird in Kap. IV in nullter Näherung angenommen, jedes Scheibenelement strahle wie ein Schwarzer Körper mit der an dieser Stelle herrschenden Temperatur. Die Berechnung und Diskussion von Modellatmosphären und die Berechnung der von ihnen emittierten Strahlung wird in Kap. V. und VI. behandelt. In Kap. VII wird die Entstehung der Linienstrahlung, sowie ihre Beeinflussung durch die verschiedenen als frei gewählten Systemparameter untersucht werden. Eine Diskussion anderer ähnlicher Arbeiten wie der vorliegenden folgt in Kap. VIII. In Kap. IX werden die Rechnungen mit Beobachtungen konfrontiert. Eine Schlußbetrachtung in Kap. X soll zusammenfassend darstellen, was mit dieser Arbeit an neuen Erkenntnissen gewonnen wurde, und wie die hier begonnenen Rechnungen u.U. fortgeführt werden können.

II. Zwergnovae und novaähnliche Sterne - Beobachtungen und Modellvorstellungen

II.1. Beobachtungen

Im folgenden werden kurz die für Zwergnovae und novaähnliche Sterne wesentlichen Beobachtungen dargestellt. Ausführlichere Darstellungen finden sich in den Review-Artikeln über Beobachtung von kataklysmischen Variablen von Robinson (1976) und Warner (1976), in Pringle und Wade (1985), und speziell über Röntgenbeobachtungen in Lewin und van den Heuvel (1983).

Die Klasse der Zwergnovae ist beobachtungsmäßig definiert durch halbregelmäßige Helligkeitsanstiege um 2 bis 5 Größenklassen - die sog. "Ausbrüche" oder "Maximumzustände". Die zeitlichen Abstände aufeinanderfolgender Ausbrüche, die sog. "Ausbruchsperioden" betragen etwa 10 bis 100 Tage - von Objekt zu Objekt variierend, für ein und dasselbe Objekt einigermaßen konstant - wobei aber ein Objekt mehr als eine Periode aufweisen kann. Allein nach dem Verlauf der Helligkeitsschwankungen über Jahre, den Lichtkurven, ist eine weitere Unterteilung der Zwergnovae in Unterklassen vorgenommen worden. Man unterscheidet die SU Ursae Majoris Sterne,

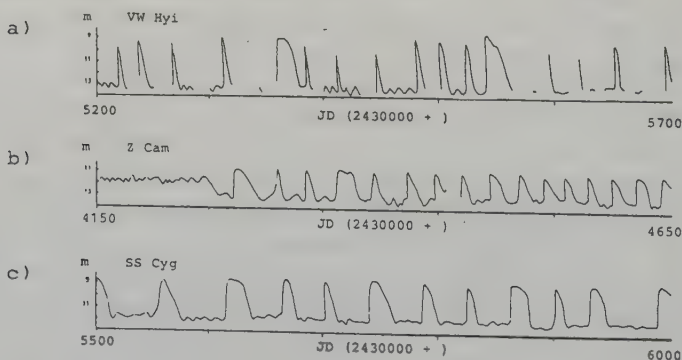


Fig. II.1 Dargestellt ist der Lichtwechsel einiger Zwergnovae jeweils über einen Zeitraum von 500 Tagen (Petit, 1961). Jedes System ist ein typischer Repräsentant einer der Untergruppen der Zwergnovae: a) VW Hydri gehört zu der Untergruppe der SU Ursae Majoris Sterne, b) Z Camelopardalis gab einer Klasse ihren Namen, c) SS Cygni ist ein Stern der U Geminorum Klasse.

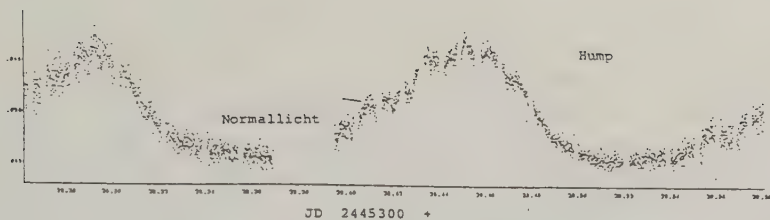


Fig. II.2.a Viele Zwergnovae zeigen während des Ruhezustandes periodische Helligkeitsanstiege von einigen Zehntel Größenklassen, die 'Humps', wie z.B. CN Orionis (Marschhäuser, 1986).

die zwei Ausbruchstypen zeigen (Fig. II.1.a), die Z Camelopardalis Sterne, die im Abfall - Helligkeitsrückgang - von einem Ausbruch über längere Zeit (Wochen bis Jahre) auf einer mittleren Helligkeit verweilen können (Fig. II.1.b) und die U Geminorum Sterne, die keiner dieser beiden Gruppen zuzuordnen sind (Fig. II.1.c).

Bei genauerer Untersuchung zeigte sich, daß über unterschiedliche Lichtkurven hinaus weitere anscheinend gruppenspezifische Unterschiede bestehen, auf die hier aber nicht weiter eingegangen werden soll (ausführliche Diskussionen finden sich z.B. in den oben genannten Übersichtsartikeln, sowie in Vogt (1980, 1981)), da sie in den angestellten Rechnungen nicht berücksichtigt werden. Lediglich sei auf zwei Besonderheiten in Minimums-Licht-

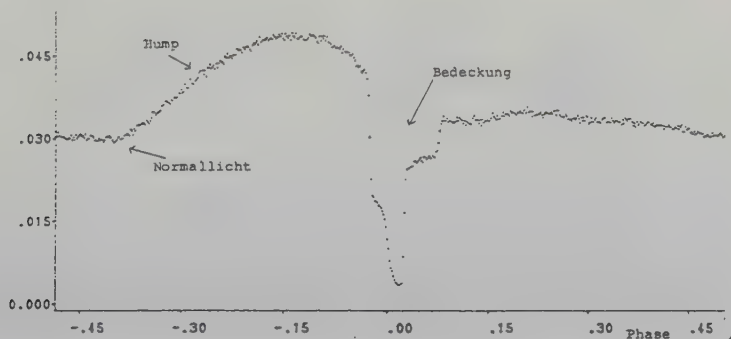
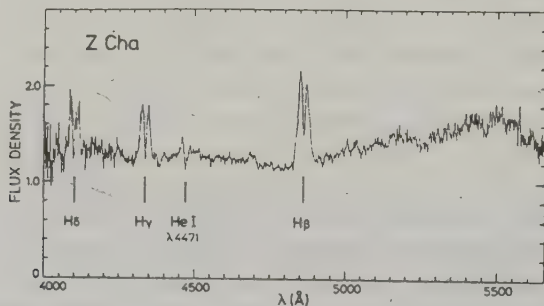


Fig. II.2.b Bei manchen Systemen liegt auf der abfallenden Flanke des Humps ein kurzer Intensitätseinbruch, die 'Bedeckung', wie z.B. bei OY Carinae (Dreier, 1986).

kurven vieler Zwergnovae während des Ruhezustandes hingewiesen, da ihnen bei der Interpretation der Beobachtungen eine sehr wichtige Rolle zukommt: regelmäßige Intensitätsvariationen um einige zehntel Größenklassen ("Humps") und in manchen Systemen auf der abfallenden Flanke des Humps ein kurzzeitiger starker Intensitätseinbruch ("Bedeckung") (Fig. II.2a,b). Ein Hump wird bei fast der Hälfte aller Zwergnovae beobachtet. Weist ein System einen Hump in der Minimums-Lichtkurve auf, so ist sein Auftreten zeitlich streng periodisch; für verschiedene Systeme liegen die Perioden zwischen etwa einer und einigen Stunden. Bedeckungen sind nur bei einem relativ kleinen Prozentsatz der Zwergnovae zu beobachten, ihr Auftreten scheint aber an das Vorhandensein eines Humps gebunden zu sein.

II.3.a.



II.3.b.

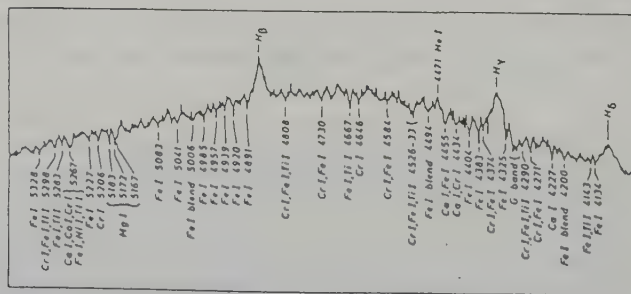


Fig. II.3. Repräsentative Minimum-Spektren von Zwergnovae im optischen Spektralbereich. Sie werden immer von den Emissionslinien des Wasserstoffs dominiert. a) In manchen Systemen haben die Wasserstofflinien zwei Emissionsspitzen wie im System Z Camelopardalis (Rayne, Whelan, 1981). b) Bei einigen wenigen Systemen, wie BV Centauri (Vogt, 1983, nicht intensitätskalibriert), ist dem Emissionsspektrum das Absorptionsspektrum eines kühlen Sterns überlagert.

Den beiden Ausbruchszuständen - Minimum und Maximum - und den Übergangsphasen entsprechend ändern sich auch die Strukturen in den zu beobachtenden Spektren. Im Minimum- oder Ruhezustand sind im Optischen als einzige starke Linien meist nur die Balmer-Linien des Wasserstoffs und Linien des neutralen Heliums, alle als Emissionen, zu sehen (Fig. II.3). In einigen Fällen weisen die Linien zwei Emissionsspitzen auf (Fig. II.3.a). Es fällt auf, daß auch das Auftreten von Doppelpeaks, wie das von Bedeckungen, an das Vorhandensein eines Humps gebunden scheint, nicht aber an das einer Bedeckung. Die Stärke der Linien variiert von Objekt zu Objekt, scheint aber bei ein und demselben System in annähernd unveränderter Form mit jedem Ruhezustand wiederzukehren. Vereinzelt scheinen die Emissionslinien aus breiten Absorptionsschüsseln hervorzugehen. Dem Emissionsspektrum überlagert ist in einigen wenigen Fällen ein Absorptionsspektrum wie das eines kühlen Hauptreihensterns (Fig. II.3.b).

Im Anstieg zu einem Ausbruch verwandelt sich das Emissionsspektrum in ein Absorptionsspektrum, wobei wieder im optischen im wesentlichen nur die Linien des Wasserstoffs sichtbar sind. Die

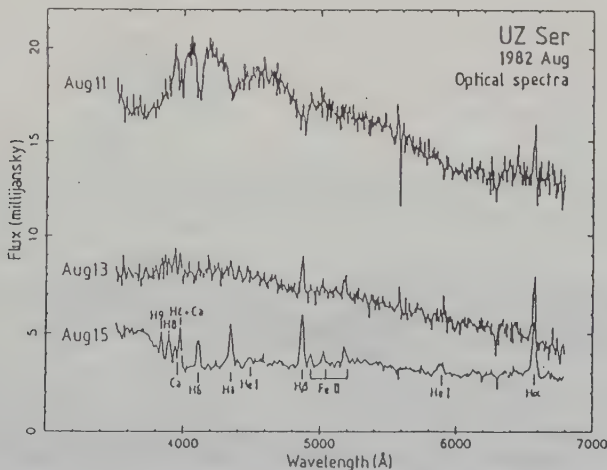


Fig. II.4. Das Emissionsspektrum des Minimumzustandes verwandelt sich bei einem Ausbruch in ein Absorptionsspektrum und anschließend wieder zurück. Dargestellt sind Minimum- und Ausbruchspektren, sowie ein Spektrum während des Abfalls zum Minimumzustand der Zwergnova UZ Serpentis (Verbunt et al., 1984).

Linienflügel während eines Ausbruchs werden sehr viel breiter als die Flügel der entsprechenden Emissionen während des Minimums, sie können Breiten entsprechend einigen tausend km/s Dopplergeschwindigkeit erreichen (Fig. II.4).

So wie sich die Linien im Anstieg zu einem Ausbruch allmählich von Emissionen in Absorptionen verwandeln, entwickeln sie sich gegen Ende des Ausbruchs langsam wieder zurück (Fig. II.4). Das im Minimumzustand sichtbare kühle Absorptionsspektrum ist während der Ausbrüche nicht nachweisbar.

Untersuchungen der Radialgeschwindigkeitskurven ergeben in fast allen Fällen Periodizitäten, die annähernd identisch sind mit den photometrisch abgeleiteten Hump-Perioden. Treten im Minimum Absorptionslinien auf, so sind deren Radialgeschwindigkeiten um genau eine halbe Periode gegenüber denen der Emissionslinien verschoben (Fig. II.5).

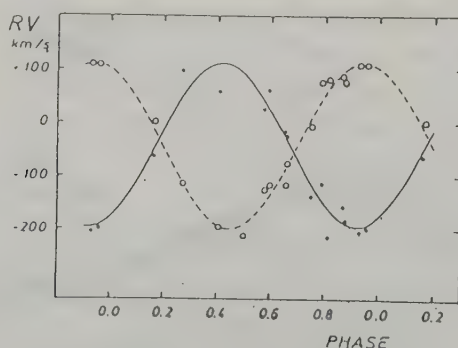
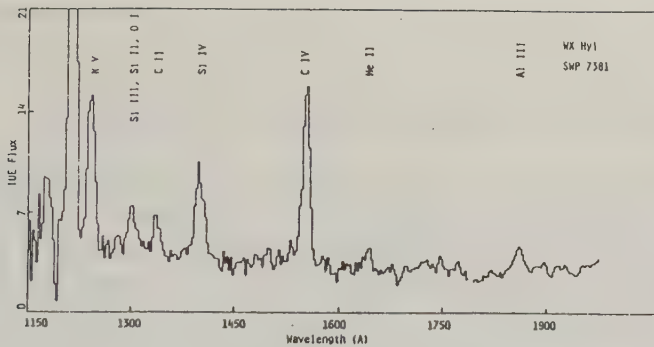


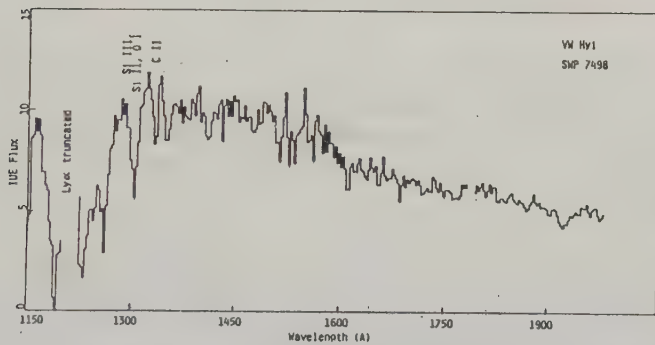
Fig. II.5. Die Radialgeschwindigkeitskurve der Zwergnova BV Centauri (Vogt, 1983). Die Radialgeschwindigkeiten von Emissions- und Absorptionslinien sind um genau eine halbe Periode gegeneinander verschoben.

Im ultravioletten Wellenlängenbereich sind bei Zwergnovae im Minimum-Zustand zwei unterschiedliche Arten von Spektren beobachtet: entweder zeigen sich sehr starke Emissionen praktisch aller im UV-Bereich liegenden Resonanzlinien der häufigen Elemente, sowie die H α entsprechende Linie des Heliums (1640 Å) (Fig. II.6.a), oder dieselben Linien bilden ein schwaches Ab-

II.6.a



II.6.b



II.6.c

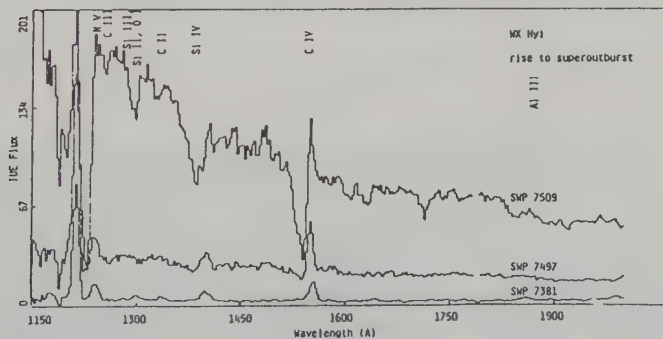


Fig. II.6. Ultraviolet- Spektren von Zwergnovae. Im Ruhezustand zeigt ein System entweder a) starke Emissionslinien oder b) schwache Absorptionslinien. Im Ausbruch entsteht auf jeden Fall ein starkes Absorptionsspektrum (c) (la Dous, 1983).

sorptionsspektrum (Fig. II.6.b). Beide Arten von Spektren treten häufig auf, wobei über die statistische Verteilung bisher wenig bekannt ist. Es scheint keine Relation zu bestehen zwischen der Erscheinung des optischen und UV-Spektrums ein und desselben

Objekts; der Charakter des UV-Spektrums scheint sich aber ebenso auch im Verlauf von Jahren nicht merklich zu ändern. Bisher konnte keine Korrelation zwischen dem Charakter des UV-Spektrums und anderen Systemeigenschaften nachgewiesen werden.

Wie auch immer das UV-Spektrum während des Ruhezustandes aussieht - Emissionen oder Absorptionen -, im Ausbruch entstehen starke, meist asymmetrische Absorptionsprofile derselben Resonanzlinien, die bei einigen Objekten teilweise das Aussehen von P Cygni-Profilen haben (Fig. II.6.c). Im weiteren Verlauf des Ausbruchs werden die Absorptionen langsam schwächer und schließlich wird das Minimumspektrum wieder sichtbar.

Über die Lichtkurven der Zwergnovae in UV ist nichts bekannt. Es gibt bisher kein leistungsfähiges UV-Photometer, und auch für zeitlich hochauflösende Spektroskopie sind die Zwergnovae selbst während der Ausbrüche für zur Zeit arbeitende Instrumente zu schwach.

Die spektrale Flußverteilung der Zwergnovae zeigt ein vom optischen zum UV hin ansteigendes Spektrum. Im Kurzwelligen wird der Anstieg offensichtlich erst durch die Absorption des interstellaren HI (Lyman-Absorptionskante) begrenzt (Figs. II.4. und II.6).

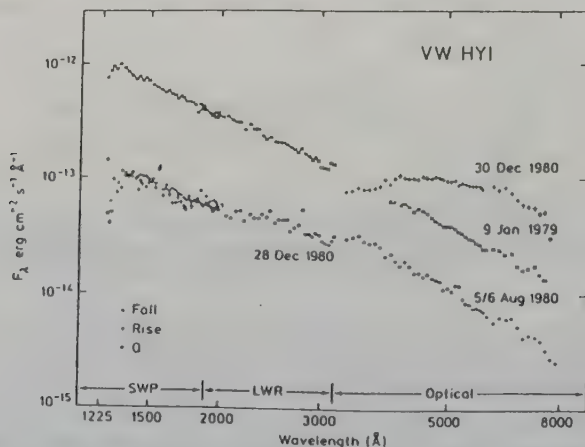


Fig. II.7.a Der Anstieg zu einem Ausbruch macht sich zuerst im optischen Wellenlängenbereich bemerkbar, mit einer Verzögerung von etwa ein bis zwei Tagen steigt auch der Fluß im UV (Hassall et al., 1983).

Während des Anstiegs zu einem Ausbruch steigt der Fluß zunächst im Optischen, mit einer Verzögerung von 1-2 Tagen auch im UV an, dort stärker als im optischen. Die Temperatur der Strahlungsquelle scheint nun erheblich höher als während des Ruhezustandes zu sein (Fig. II.7.a). Im Abfall ändert sich die Flußverteilung offensichtlich nicht, die Intensität nimmt in allen Wellenlängen gleichmäßig ab. Erst am Ende eines Ausbruchs fällt die Intensität im UV sehr viel schneller ab als im optischen, so daß kurzzeitig ein erheblicher optischer Exzeß entsteht - ehe die Minimum-Flußverteilung sich wieder einstellt (Fig. II.7.b).

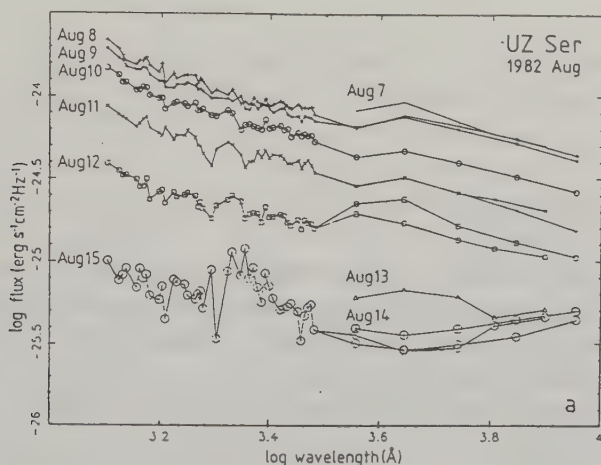


Fig. II.7.b Während des Abfalls zum Minimumzustand ändert sich die Flußverteilung im Optischen und UV kaum (Verbunt et al., 1984).

Sehr viele Zwergnovae sind auch im Röntgenbereich entdeckt worden (Cordova, Mason, 1983). Dabei zeigte sich, daß sie während des Minimum-Zustandes härtere Strahlung aussenden als während eines Ausbruchs. Bei den beiden hellsten Zwergnovae - U Geminorum und SS Cygni - konnte ein kurzzeitiger Flash in harter Röntgenstrahlung etwa gleichzeitig mit dem Erreichen der optischen Maximalhelligkeit bei einem Ausbruch beobachtet werden, bei SS Cygni auch, aber etwas länger andauernd, gegen Ende des Ausbruchs (Fig. II.8).

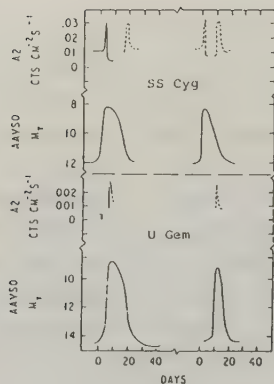


Fig. II.8 HEAO A2 und optische Beobachtungen der Zwergnovae SS Cygni und U Geminorum (Swank, 1979).

Novaähnliche Sterne des Typs UX Ursae Majoris sind in ihrem Aussehen von Zwergnovae während des Ausbruchs nicht zu unterscheiden.

II.2. Modellvorstellungen

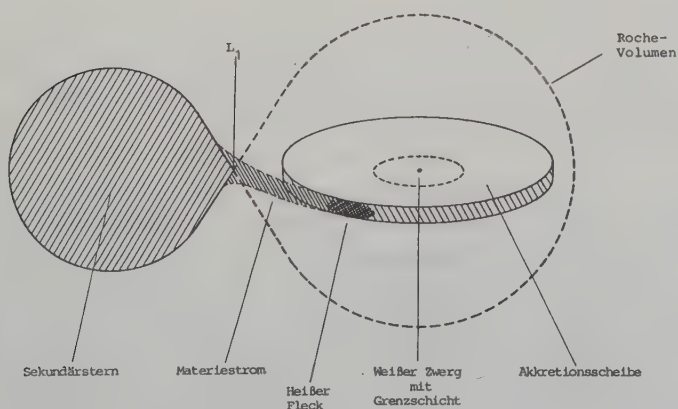
Erklärungsversuche der bei den uns heute unter dem Namen "Kataklysmische Variable" bekannten Objekten beobachteten Phänomene basierten bis zu Beginn der 70er Jahre ausschließlich auf optischen - erdgebundenen - Beobachtungen, die zudem im Vergleich zu heutigen Daten meist nicht sehr gute zeitliche und spektrale Auflösung hatten.

Die ersten Vorstellungen über die Natur von Zwergnovae stammen vom Beginn dieses Jahrhunderts. Man stellte sie sich z.B. vor als teilweise von einer Schlackenkruste umgebene glühende Körper; vulkanartige Ausbrüche führen zu dem Ergießen heißen glühenden Materials über die Oberfläche; eine Rotation der Sterne führt zu einem annähernd periodischen Lichtwechsel (Buschick, 1927).

Selbstverständlich führen - unter heutigen Gesichtspunkten - solche Erklärungen instantan zu erheblichen physikalischen Schwierigkeiten und Widersprüchen. Mehr und genauere Beobachtungen machten die Entwicklung von besseren Modellvorstellungen in gewisser Weise leichter, lassen aber auch die Ansprüche steigen, da mehr Randbedingungen erfüllt werden müssen.

Genauere photometrische und spektroskopische Untersuchungen führten zu der Feststellung, daß Novae und Zwergnovae während des Ruhezustandes auf der einen Seite und viele novaähnliche Sterne und ausbrechende Zwergnovae auf der anderen beobachtungsmäßig im Optischen so gut wie nicht voneinander zu unterscheiden sind. Ein Modell wurde für alle 3 Klassen zusammen gesucht, und zu dessen Aufstellung wurden gleichermaßen Beobachtungen aller 3 Arten von Objekten herangezogen.

Dasjenige Modell, das zur Zeit als Grundlage praktisch aller Arbeiten an Kataklysmischen Variablen dient - und ihnen auch ihren Namen gab nach dem altgriechischen Wort $\delta \kappa \alpha \tau \alpha \kappa \lambda \upsilon \sigma \mu \acute{o} \varsigma$ = Überschwemmung - wurde erstmals 1955 von Crawford und Kraft für den novaähnlichen Veränderlichen AE Aqr veröffentlicht. Seitdem ist es in Einzelheiten modifiziert und verfeinert worden, wird in seinen Grundzügen aber nach wie vor anerkannt und findet sogar Anwendung weit über die "klassischen" kataklysmischen Variablen, Novae, Zwergnovae und novaähnliche Veränderliche hinaus. Es faßt optische Beobachtungen verschiedenster Objekte zusammen - unter der Annahme ihnen lägen dieselben physikalischen Gegebenheiten zugrunde (Fig. II.9).



II.9 Modell eines kataklysmischen Veränderlichen.

Man geht aus von der Annahme es handele sich um ein halbgetrenntes Doppelsternsystem. In diesem ist das Maximalvolumen jeder Komponente durch das Rochevolumen bestimmt. Eine der beiden Komponenten, der Sekundärstern (i.a. der massenärmere Stern) ist ein kühler Zwergstern (G - K) nahe der Hauptreihe, er füllt das ihm zustehende Volumen voll aus. Durch Entwicklungseffekte dehnt er sich leicht über sein Maximalvolumen hinaus aus, oder der Roche-Radius wird kleiner als der Sternradius, auf jeden Fall kann der Stern Material seiner äußersten Hüllen nicht halten. Es strömt über den am weitesten vom Sternzentrum entfernten Punkt, den inneren Lagrangeunkt L_1 (den Schnittpunkt der beiden Rochevolumina), in das Rochevolumen des Primärsterns, eines Weißen Zwerges im Fall von Zwergnovae und novaähnlichen Sternen (eines Neutronensterns oder schwarzen Loches im Falle anderer, ähnlicher Objekte). Der Weiße Zwerg füllt bei weitem nicht sein Maximalvolumen aus, ist sogar so klein, daß die überströmende Materie wegen der Erhaltung des Drehimpulses nicht auf die Sternoberfläche fallen kann, sondern sich in der Rotationsebene des Systems auf einer Kreisbahn um das kompakte Objekt bewegt - eine Akkretions-scheibe bildet sich aus.

Ohne das Vorhandensein von Viskosität würde die Materie ad infinitum auf annähernd Keplerbahnen ("annähernd", da der Druck nicht verschwindet) um den Weißen Zwerg rotieren. Viskosität - vorstellbar als verursacht durch Scherkräfte bei differentieller Rotation, Turbulenzen, kleinräumige Magnetfelder, etc. - führt zum Transport von Materie nach innen Richtung Zentralobjekt und vom Drehimpuls nach außen.

An der Stelle, wo der überfließende Materiestrom die Scheibe trifft, bildet sich durch die Umsetzung von kinetischer in radiative Energie ein sog. heißer Fleck (hot spot) aus, der sich bei geeigneter Neigung des Systems gegen den Beobachter in der Lichtkurve als Hump äußert. Die Bedeckung stellt man sich vor als eine Bedeckung der Scheibe und evtl. auch des Weißen Zwerges durch den Sekundärstern; beides erfordert eine entsprechend große Bahnneigung, etwa $i \gtrsim 60^\circ$. Diese Interpretation wird durch die Farbabhängigkeit der beobachteten Lichtkurven bestärkt.

Sofern Spektrallinien in der Akkretionsscheibe entstehen, ist bei großer Bahnneigung durch den Dopplereffekt ein Aufspalten des

Linienkerns in 2 Emissions- oder Absorptionsspitzen zu erwarten - und beobachtet (Fig. II.3.a) -, da sich Materie in der einen Hälfte der Scheibe auf den Beobachter zu, in der anderen von ihm weg bewegt. Im Prinzip sollte die Linienaufspaltung Aufschluß über den radialen Abstand des Entstehungsgebietes der Linien vom Weißen Zwerg geben. Derartige Untersuchungen haben sich aber bisher als erfolglos erwiesen, da im Fall der Balmerlinien des Wasserstoffs erstens nicht bekannt ist ob und inwieweit Absorptionsprozesse eine Doppelpeakstruktur der Linien vortäuschen oder verstärken, und zweitens gerade Wasserstoff wegen seiner großen Häufigkeit mehr oder weniger überall in der Scheibe Linienstrahlung aussendet. Die stärkeren Resonanzlinien der schweren Elemente liegen alle im ultravioletten Strahlungsbereich und können derzeit nur mit Hilfe des IUE Satelliten beobachtet werden; wegen der geringen scheinbaren Helligkeit von Zwergnovae können fast alle Systeme nur im low resolution mode beobachtet werden, womit Radialgeschwindigkeitsmessungen ausgeschlossen sind.

Die während des Ruhezustandes beobachteten Emissionslinien in den Spektren deuten auf das Vorhandensein optisch dünner Gebiete hin. Es wird daher angenommen - und Beobachtungen lassen sich auch im Detail in diesem Sinne interpretieren (e.g. Schoembs, Hartmann, 1983) - daß während des Minimumzustandes in Zwergnovae die inneren und äußeren Teile der Scheibe optisch dünn sind, was bedeutet, daß die Viskosität in den optisch dicken Teilen der Scheibe relativ klein und die Temperatur niedrig ist; die vom Sekundärstern kommende Materie wird dort aufgesammelt. Während eines Ausbruchs, so stellt man sich vor, kollabieren Teile dieser Scheibe und sie wird auch in den näher am Weißen Zwerg gelegenen Gebieten optisch dick; evtl. dehnt sie sich auch nach größeren Radien aus. Ist der treibende Mechanismus des Ausbruchs nicht mehr wirksam, stellt sich allmählich der Ausgangszustand wieder ein. Dieses Bild ist in grober Übereinstimmung mit den beschriebenen beobachteten Änderungen der spektralen Flußverteilung und des Wechsels von Emissions- zu Absorptionslinien-Spektren während des Verlaufs eines Ausbruchs. (Einzelheiten über die diskutierten Ausbruchsmechanismen sind zu finden z.B. in Bath (1973), Meyer (1984), Meyer, Meyer-Hofmeister (1981), Osaki (1974), Duschl (1985)).

Als Quelle der beobachteten Röntgenstrahlung wird das Gebiet zwischen dem Innenrand der Akkretionsscheibe (optisch dick oder dünn) und der Oberfläche des Weißen Zwerges angenommen. Hier muß die in der Scheibe annähernd mit Keplergeschwindigkeit rotierende Materie auf die Rotationsgeschwindigkeit des Weißen Zwerges abgebremst werden; die überschüssige Energie wird in Strahlung umgesetzt (Pringle, Savonije, 1979). Wenn durch erhebliche Anreicherung der Masse in der Übergangsschicht die emittierte Röntgenstrahlung in der Schicht selbst wieder absorbiert wird, müßte dies zur Emission eines weicheren Spektrums führen.

II.3 Einige nützliche Relationen

Kataklysmische Variable sind Doppelsterne, die als solche mit dem Roche-Modell beschrieben werden können. Ihr gemeinsames Kraftfeld kann also mit der Roche-Geometrie beschrieben werden, und es gelten die Keplerschen Gesetze. Insbesondere gilt:

$$4 \pi a^3 = \gamma (M_1 + M_2) P^2 \quad \text{Gl. II.1}$$

wodurch ein Zusammenhang zwischen der Gesamtmasse der beiden Sterne M_1 und M_2 , der Bahnperiode P und dem Abstand a der Massenschwerpunkte gegeben ist.

Fernerhin liegt der Spezialfall eines Doppelsternsystems vor, bei dem eine der beiden Komponenten (der Sekundärstern) das ihm nach der Roche-Geometrie zur Verfügung stehende Volumen ganz ausfüllt. Daraus ergibt sich für den Radius R_2 des Sekundärsterns unter der Annahme der Stern sei sphärisch:

$$\frac{R_2}{a} \sim \left(\frac{q}{1+q} \right)^{1/3} \quad \text{für } q \leq .8 \quad \text{Gl. II.2}$$

$$q = \frac{M_2}{M_1}$$

Beobachtungen deuten darauf hin, daß die Sekundärsterne auf oder nahe der Hauptreihe des Hertzsprung-Russell-Diagramms liegen (Ritter, 1983, 1986). Für diese Sterne ist eine näherungsweise Beziehung zwischen Masse und Radius bekannt:

$$\frac{R_2}{R_0} \sim \left(\frac{M_2}{M_0} \right)^{0.88} \quad \text{Gl. II.3.}$$

Eine Zusammenfassung von Gln. II.1 bis II.3 führt auf

$$\frac{M_2}{M_O} \sim (p)^{1.22} \quad \text{Gl. II.4}$$

und

$$\frac{R_2}{R_O} \sim (p)^{1.073} \quad \text{Gl. II.5}$$

also eine Relation zwischen der Bahnperiode des Systems und der Masse bzw. dem Radius des Sekundärsterns (Patterson, 1984).

Eine Masse-Radius-Beziehung für Weiße Zwerge ist von Nauenberg (1972) gegeben:

$$R_{WD} = 7.795 \cdot 10^8 \left(\left(\frac{1.44 M_O}{M_{WD}} \right)^{2/3} - \left(\frac{M_{WD}}{1.44 M_O} \right)^{2/3} \right)^{1/2} \text{ cm} \quad \text{Gl. II.6}$$

Diese Beziehungen werden im weiteren sehr hilfreich sein, weil bei Abschätzungen über Strahlungsbeiträge der Systemkomponenten die Zahl der freien Parameter eingeschränkt wird.

III. Annahmen, Vereinfachungen und ihre Implikationen

III.1. Grundsätzliches

Es wird hier die Gültigkeit des im vorigen Kapitel erläuterten Roche-Modells zur Interpretation der Beobachtungen von Kataklysmischen Variablen angenommen. In erster Linie wird hierdurch festgelegt, welche physikalischen Größen überhaupt primär für die Spektren bestimmend sind - die Massen der beiden Sterne, die Massentransferrate, die Bahnperiode, der innere und äußere Scheibenradius und der Neigungswinkel der Bahnebene gegen die Sichtlinie des Beobachters. Zum anderen werden aber durch eben diese Annahme mögliche Kombinationen der zahlenmäßigen Werte der Parameter stark limitiert (Gleichungen II.1 - II.5). Zwei weitere Beschränkungen werden durch die Beobachtungen auferlegt: mögliche Bahnlaufperioden liegen nur im Bereich von etwa 80 Minuten bis 15 Stunden, und Sekundärsterne sollten sich annähernd auf der Hauptreihe des Hertzsprung-Russell-Diagramms befinden.

Weiter sei angenommen, daß relativistische Effekte vernachlässigbar sind, also rein mit klassischer Newtonscher Mechanik gerechnet werden kann. Dies scheint aufgrund der Beobachtungen auf jeden Fall für Zwergnovae und novaähnliche Objekte gerechtfertigt, da alle in den Systemen auftretenden Geschwindigkeiten viel kleiner sind als die Lichtgeschwindigkeit und Energien von höchstens einigen hundert eV auftreten.

III.2. Die Natur der Akkretionsscheibe

Nach dem Doppelstern-Modell für Kataklysmische Variable bildet das vom Sekundärstern überströmende Gas eine Scheibe um den Weißen Zwerg aus. Zunächst bewegt sich jedes Teilchen auf einer Kreisbahn, dessen Radius durch das Gleichgewicht von Gravitations- und Zentrifugalkräften bestimmt wird. Der Gasdruck ist beim Vorhandensein vieler Teilchen nicht mehr null, es gibt Wechselwirkungen zwischen den Gaspartikeln, die zum Energieaustausch und somit zu Änderungen des Bahnradius führen. Die dadurch entstehenden Scherkräfte verstärken die Wechselwirkungen, die nun wohl eher als Viskosität bezeichnet werden sollten. Über die Natur der Viskosität in der Akkretionsscheibe ist so gut wie

nichts bekannt, außer daß man sie letztlich als Ursache für die Ausbildung einer ausgedehnten Scheibe ansieht. Sie führt zur Trennung von Drehimpuls und Materie: Materie bewegt sich im Gravitationsfeld des Weißen Zwerges nach innen, Drehimpuls (getragen von vergleichsweise sehr wenig Masse) wird nach außen abgeführt.

Die Gleichungen, die die Struktur einer solchen Gasscheibe beschreiben, sind die hydrodynamischen Gleichungen für eine viskose Flüssigkeit:

1) die Erhaltung der Masse (Kontinuitäts-Gleichung):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) \quad \text{Gl. III.1}$$

2) die Erhaltung des Drehimpulses (Bewegungsgleichung):

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = - \rho \vec{\nabla} \Phi - \vec{\nabla} p - \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} \quad \text{Gl. III.2}$$

3) die Erhaltung der Energie:

$$\rho \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \epsilon \right) = - p \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - (\vec{\tau} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{v} - \vec{\nabla} \cdot \vec{q} \quad \text{Gl. III.3}$$

(Bedeutung der Formelzeichen siehe Anhang.)

Eine ausführliche Diskussion dieser Gleichungen ist zu finden in Verbunt (1982) und Duschl (1985); die folgende Diskussion der vereinfachenden Annahmen lehnt sich an Verbunt (1982) an.

Zur Vereinfachung des zu behandelnden Problems werden einige Annahmen gemacht. Aus Impulserhaltungsgründen muß die Scheibe symmetrisch zur Rotationsebene des Systems sein; sofern sie geometrisch dünn ist, d.h. die vertikale Höhe z_0 der Scheibe sehr klein ist gegenüber dem Abstand r vom Weißen Zwerg - diese Annahme ist mit den photometrischen Beobachtungen von Zwergnovae vereinbar - kann ihre Struktur vertikal zur Mittelebene zunächst unberücksichtigt bleiben. Das ursprünglich 3-dimensionale Problem wird somit auf 2 Dimensionen reduziert. Weiter geht man bei der Bestimmung der radialen Änderung von Temperatur, Druck und Dichte zunächst von über die gesamte Höhe (in vertikaler Richtung) integrierten Größen aus. Erst anschließend wird unter Verwendung eben dieser integrierten Größen die vertikale Scheibenstruktur an jedem Punkt bestimmt. Man hat dadurch eine Aufspaltung des zwei-

dimensionalen Problems in zwei eindimensionale erreicht - auf Kosten einer gewissen Unbestimmtheit der vertikalen Struktur der Scheibe.

Während des Ruhezustandes von Zwergnovae scheint der größte Teil der vom Sekundärstern überströmenden Materie in der äußeren Scheibe gespeichert und nicht auf den Weißen Zwerg akkretiert zu werden. Es kann in diesem Zustand sicher nicht von einer stationären Akkretionsscheibe gesprochen werden. Anders ist es während des Ausbruchs. Die Intensität des Hot Spot bleibt im Rahmen der Meßgenauigkeit innerhalb etwa eines Faktor zwei unverändert. Die Leuchtkrafterhöhung beträgt aber etwa einen Faktor 100, was einer Erhöhung des Massentransportes um ebenfalls etwa einen Faktor 100 bedeutet, sodaß die auf den Zentralstern akkretierte Materie im wesentlichen aus dem Akkretionsring der äußeren Scheibe stammen muß. Strenggenommen ist die Scheibe als ganzes auch dann nicht als stationär anzusehen.

Nun liegt aber die thermische Relaxationszeit

$$\tau_{th} \approx \frac{r^3}{\tau M_{WD}} \quad \text{Gl. III.4}$$

der Scheibe in der Größenordnung von Minuten, die Dauer des Ausbruchs (abgesehen vom Anstieg zu einem Ausbruch) bei Tagen, und auch im Verlauf des Ausbruchs vollziehen sich beobachtbare Änderungen in der emittierten Strahlung in Zeiträumen von Tagen. In recht guter Näherung kann also eine Akkretionsscheibe mindestens in ihren inneren Gebieten während des Ausbruchs als stationär angesehen werden. Für die im Folgenden zu besprechenden Modellrechnungen wurde Stationarität für die gesamte Scheibe angenommen. Für die Gln III.1 - III.3 bedeutet dies, daß sämtliche Ableitungen nach der Zeit verschwinden.

Des weiteren werden gravitative Einflüsse des Sekundärsterns und alle im mitbewegten System der Scheibe auftretenden Scheinkräfte vernachlässigt, sodaß allein das Gravitationsfeld des Weißen Zwerges wirksam ist. Die Scheibe ist dadurch als rotationssymmetrisch um den Scheibenmittelpunkt (Schwerpunkt des Weißen Zwerges) zu betrachten. Außerdem soll die Masse der in der Scheibe enthaltenen Materie gegenüber der Masse des Weißen Zwerges vernachlässigbar sein, sodaß auf ein Scheibenelement allein die Gravitationskraft des Primärsterns einwirkt. Es ergibt sich damit

für die Gravitationsbeschleunigung $g_z(r)$ senkrecht zur Rotations-
ebene in einem Abstand r vom Weißen Zwerg:

$$g(r) = \frac{\gamma M_{WD}}{r^2} \quad \text{Gl. III.5.a}$$

$$\begin{aligned} g_z(r) &= g(a) \sin \theta = \frac{\gamma M_{WD}}{r^2 + z^2} \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \approx \\ &\approx \frac{\gamma M_{WD}}{r^3} z \quad \text{für } z \ll r \quad \text{Gl. III.5.b} \end{aligned}$$

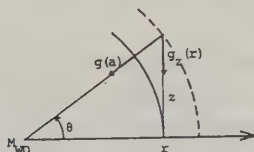


Fig. III.1

Die Annahme, daß die Scheibe geometrisch dünn ist, daß also die vertikale Höhe z in einem Abstand r vom Rotationszentrum sehr viel kleiner ist als dieser Abstand: $z/r \ll 1$, bedeutet, daß Druckkräfte in der Scheibe sehr viel kleiner sind als Gravitationskräfte, und daß die vertikale Geschwindigkeitskomponente v_z , die abgeschätzt werden kann als

$$v_z \approx \frac{z}{r} v_r \quad \text{Gl. III.6}$$

und die geometrische Ausdehnung eines Scheibenelements bestimmt, sehr viel kleiner ist als die radiale Geschwindigkeit v_r .

Desweiteren sei angenommen, daß jede einzelne Komponente des viskosen Spannungstensors τ kleiner ist als der entsprechende Druck, was insbesondere heißt, daß die Viskosität eine vernachlässigbare Geschwindigkeitskomponente in radialer Richtung erzeugt.

Mit diesen Annahmen vereinfachen sich obige Gleichungen III.1 - III.3 erheblich (bezüglich Einzelheiten sei wieder auf Verbunt (1982) verwiesen). Nach Integration über die vertikale Ausdehnung der Scheibe liest sich die Kontinuitäts-Gleichung (III.1):

$$r \rho z v_r = - \frac{\dot{M}}{4 \pi}$$

Gl. III.7

Die Impulserhaltung in radialer Richtung (Gl. III.2) ergibt, daß die azimuthale Geschwindigkeit der Materie in der Scheibe gleich der Keplergeschwindigkeit ist:

$$v_\phi^2 = \frac{\gamma M_{WD}}{r}$$

Gl. III.8

Impulserhaltung in vertikaler Richtung zeigt, daß implizit hydrostatisches Gleichgewicht in vertikaler Richtung angenommen wurde:

$$P = \frac{1}{2} \rho z^2 \frac{\gamma M_{WD}}{r^3}$$

Gl. III.9

Energieerhaltung (Gl.III.3) in Kombination mit der Impulserhaltung in azimuthaler Richtung führt auf einen Ausdruck für die radiale Temperaturabhängigkeit in der Scheibe:

$$T^4(r) = \left(\frac{\gamma M_{WD} \dot{M}}{8 \pi \sigma r^3} \right) \left(3 \left(1 - \frac{\sqrt{R_{WD}}}{\sqrt{r}} \right) \right)$$

Gl. III.10

(Anm: bei Vorhandensein einer Magnetosphäre ist R_{WD} durch deren Radius R_A zu ersetzen.)

In diese Gleichung geht die Annahme ein, daß nach dem Virialsatz die Hälfte der lokal durch Reibungskräfte freigesetzten Gravitationsenergie lokal als elektromagnetische Strahlung abgestrahlt wird. Die andere Hälfte trägt zur Erhöhung der kinetischen Energie der Scheibenmaterie bei. Außerdem wird impliziert, daß Energieerzeugung in der Scheibe ausschließlich auf viskose Prozesse zurückzuführen ist. Der zweite Term der rechten Seite in Gl.III.10 beschreibt die Übertragung von Drehimpuls aus der Scheibe auf den Zentralstern, mit anderen Worten die Wechselwirkung zwischen Akkretionsscheibe und Weißem Zwerg. In der angegebenen Form besagt die Gleichung, daß aller Drehimpuls auf den Weißen Zwerg übertragen wird; in dem anderen Extremfall, daß gar kein Drehimpuls übertragen wird, ist der Ausdruck gleich drei. Wahrscheinlich ist irgendein Wert zwischen diesen beiden Extremen. Eine Analyse von photometrischen Beobachtungen von bedeckenden Zwergnovae im Ausbruch von Horne, Stiening (1985) zeigt, daß obiges Temperaturgesetz mit den Beobachtungen vereinbar ist.

III.3. Nicht berücksichtigte Effekte:

Nach dem Modell über die Natur von Zwergnovae und novaähnlichen Sternen ist neben der Ausbildung einer Akkretionsscheibe das Auftreten auch noch anderen Effekte zu vermuten. Es gibt einige Vorstellungen über ihre Art und ihre möglichen Auswirkungen auf die von dem System emittierte Strahlung. Sie sollen im folgenden kurz dargestellt werden, und die Art und Stärke ihrer Auswirkungen soll untersucht werden. Es ist zu klären, ob andere Strahlungsquellen als die Akkretionsscheibe in die Modellrechnungen eingeschlossen werden sollten, und ob das theoretische Verständnis und Möglichkeiten der numerischen Behandlung dies zulassen.

Die Primärsterne der zu untersuchenden Systeme sind Weiße Zwerge. Es ist nicht ungewöhnlich, daß diese Magnetfelder mit Feldstärken bis zu einigen 10^6 G oder mehr haben (Landolt - Börnstein, 1982). Es gibt keinen Grund anzunehmen, daß die Magnetfelder von Weißen Zwergen in Kataklysmischen Veränderlichen immer geringere Stärken haben sollten. Da Kataklysmische Variable i.a. eine sehr geringe scheinbare Helligkeit haben, ist der Nachweis von Magnetfeldern i.a. äußerst schwierig, sodaß im Falle von Zwergnovae die Annahme von Feldstärken bis zu 10^6 G in keinerlei Widerspruch zu den Beobachtungen zu stehen scheint (Metz, 1985). Bei solchen Feldstärken ist es der Alfvén-Radius, der die Lage des Innenrandes der Akkretionsscheibe bestimmt. Zudem dürften in einem nicht unerheblichen Maße Wechselwirkungen mit der teilweise hochionisierten Materie der Scheibe stattfinden. Bei differentieller Rotation (Kepler Rotation) ionisierter Gase ist die Ausbildung von kleinräumigen Magnetfeldern in der Scheibe selbst zu erwarten. Die theoretische Behandlung solcher Effekte führt zu erheblichen Problemen, da sie in den Bereich der Magnetohydrodynamik fallen. Aus diesem Grunde werden jegliche Arten von möglicherweise auftretenden Magnetfeldern - auch das des Begleitsterns - unberücksichtigt gelassen; lediglich der Innenradius der Scheibe wird variiert werden.

Am inneren Rand der Akkretionsscheibe, soweit diese sich bis in die Nähe der Oberfläche des Weißen Zwerges erstreckt, erreicht die Materie bei ihrem Umlauf in der Scheibe Keplergeschwindigkeit-

ten in der Größenordnung von einigen tausend km/s. Auf der anderen Seite ist es aber kaum anzunehmen, daß der Weiße Zwerg keplersch, d.h. an der Zerreißgrenze, rotiert, sondern vermutlich erheblich langsamer. Es ist somit zu erwarten, daß sich an der Grenzschicht Scheibe - Weißer Zwerg - der sog. boundary layer - starke Turbulenzen, Schockfronten o.ä. ausbilden, in denen die Scheibenmaterie auf die Rotationsgeschwindigkeit des Zentralsterns abgebremst wird und die überschüssige kinetische Energie in elektromagnetische Strahlung umgesetzt wird. Im Grenzfall des nicht-rotierenden Weißen Zwerges ist - nach dem Virialsatz - diese Differenzenergie gleich der gesamten in der Restscheibe abgestrahlten Energie, in der Größenordnung von 10^{33} bis 10^{35} erg/s bei Zwergnovae. Mit diesen Energien ist die bei Zwergnovae beobachtete Röntgenstrahlung (Pringle, Savonije, 1979; Cordova, Mason, 1983) größenordnungsmäßig zu erklären. Vorstellungen über die Struktur der Grenzschicht (Pringle, 1977; Burkert, Hensler, 1985; Kley, 1985) sind kontrovers und noch nicht weit genug entwickelt, um andere als bestenfalls qualitative Aussagen über Art und Stärke der Strahlung und ihre Wechselwirkung mit anderen Teilen des Systems zuzulassen. Abgesehen davon, daß die Berechnungen der Scheibenatmosphäre bei Berücksichtigung von stark anisotroper Einstrahlung erheblich komplizierter werden, stellt sich die Frage nach der genauen geometrischen Oberflächenform der Akkretionsscheibe, da Einstrahlungswinkel, Abschattungen etc. wichtig werden. Diese geometrische Form ist nur für wenige spezielle Parameterkombinationen berechnet worden (Meyer, Meyer-Hofmeister, 1982). In Anbetracht der zu erwartenden Schwierigkeiten und da die Notwendigkeit einer Berücksichtigung nicht klar ist, wurde zunächst vollständig von einer Berücksichtigung der Grenzschicht und ihres Einflusses auf das von der Akkretionsscheibe emittierte Spektrum abgesehen. Die Möglichkeit die Grenzschicht lediglich als zusätzliche Strahlungsquelle ohne Wechselwirkung mit der Scheibe anzusehen wird in Kapitel IV untersucht werden. Es wird sich herausstellen, daß bei Annahme einer sehr ausgedehnten Grenzschicht der Beitrag zur optischen und ultravioletten Strahlung relevant werden kann. Es wurde letztenendes aber entschieden, in der Untersuchung der Strahlung des Systems auch die Grenzschicht unberücksichtigt zu lassen, um die ohnehin schon große Zahl freier Parameter nicht noch weiter zu erhöhen.

Ähnlich wie mit der Übergangsschicht verhält es sich mit dem Heißen Fleck, mit dem Ort am äußeren Rand der Scheibe, an dem bevorzugt vom inneren Lagrange punkt kommende Materie auf die Scheibe trifft. Wie die Humpstruktur in optischen Lichtkurven und deren Farbabhängigkeit schließen läßt, ist das Gebiet des Heißen Flecks heißer als seine Umgebung und geometrisch ausgedehnt. Aus Bedeckungslichtkurven kann auch auf den ungefähren Positionswinkel relativ zu Primär- und Sekundärstern geschlossen werden. Es ist aber nicht bekannt, ob der Heiße Fleck am Außenrand der Scheibe zu suchen ist, oder ob die ankommende Materie (teilweise) tiefer in das Scheibeninnere eindringt (Bath et al., 1983), mit anderen Worten, der radiale Abstand vom Weißen Zwerg ist unbekannt. Spekulationen über Form und Ort hängen essentiell von Annahmen über die Natur der äußeren Scheibe ab. Über die Energieverteilung der von ihm emittierten Strahlung ist nur soviel bekannt, daß im optischen Licht der Beitrag des Humps zur gesamten beobachteten Strahlung bei kürzeren Wellenlängen stärker zum tragen kommt als bei längeren. Die hellste bekannte Zwergnova, U Geminorum, deren optische Lichtkurve auf einen Neigungswinkel von nahe 90° schließen läßt, sodaß zu einigen Zeiten der Heiße Fleck besonders gut zu sehen sein sollte, ist zweimal im Ruhezustande während jeweils einer ganzen Bahnperiode mit IUE beobachtet worden. Es ist keinerlei relevante Änderung der spektralen Intensitätsverteilung mit der Bahnphase feststellbar, obwohl Qualität und zeitliche Aufeinanderfolge der Spektren ausreichend gut erscheinen. In einer weiteren Serie von Beobachtungen ist nach Angaben von Kiplinger (1985) der Hump im UV als mit der Bahnperiode variable Strahlungsquelle nachweisbar.

In Anbetracht dieser Unsicherheiten und des unwesentlichen Strahlungsbeitrages im UV wurde von einer Berücksichtigung des Heißen Flecks in den Modellrechnungen abgesehen. Bei einem Vergleich der Rechnungen vor allem mit optischen Beobachtungen wäre evtl. darauf zu achten, daß Beobachtungen von Bahnphasen herangezogen werden, zu denen der Heiße Fleck nicht als Strahlungsquelle in Erscheinung tritt.

Im Falle des Sekundärsterns scheint es relativ einfach zu sein Annahmen über den ihm zuzuschreibenden Anteil an der Gesamtstrahlung des Systems zu machen. Alle Beobachtungen (Spektren, Licht-

kurven) lassen darauf schließen, daß in den weitaus meisten kataklysmischen Systemen die Sekundärsterne auf oder dicht an der Hauptreihe des Hertzsprung-Russell-Diagramms (HRD) liegen. Spektrale Energieverteilung und Größe der Oberfläche sind somit ziemlich verläßlich bekannt, sogar Abschattungen durch die Scheibe zu einigen Bahnphasen können relativ genau abgeschätzt werden, auch wenn die genauen geometrische Struktur der Scheibe nicht bekannt ist. In Anbetracht der Vernachlässigung der beiden anderen mindestens genauso wichtigen Strahlungsquellen außer der Scheibe, der Grenzschicht mit Weißem Zwerg und des Heißen Flecks, wurde aber in den Modellrechnungen auch der Sekundärstern vernachlässigt, um dann das Spektrum der Scheibe allein untersuchen zu können. In Kap.IV wird der Einfluß des Sekundärsterns größenordnungsmäßig untersucht werden. Im Optischen wird sein Beitrag bei großen Bahnperioden der Systeme wichtig; im UV ist er praktisch immer zu vernachlässigen. Aus derselben Überlegung wie im Fall der Grenzschicht (um die Zahl der Freiheitsgrade in der Parameterwahl zunächst klein zu halten) werden die Sekundärsterne in den synthetischen Spektren unberücksichtigt bleiben.

Es ist vorstellbar, daß klein- oder großräumige Magnetfelder, turbulente Bewegungen und Einstrahlung intensiven Röntgenlichtes zur Ausbildung von corona-artigen Strukturen oberhalb der Akkretionsscheibe, von Winden etc. führen - in UV-Spektren sichtbare starke Linien hochangeregter Ionen und P Cygni-Profile legen ebenfalls diesen Schluß nahe. Eine Berücksichtigung derartiger Effekte setzt aber ein sehr viel besseres als das derzeitige Verständnis von kataklysmischen Systemen voraus.

III.4. Annahmen und Grundgleichungen zur Berechnung der Scheibenspektren

Mit den gemachten Annahmen und Vereinfachungen sollte es nun möglich sein das Spektrum einer Akkretionsscheibe zu berechnen. Um jedoch die physikalischen und numerischen Bedingungen so einfach wie möglich zu halten, werden noch einige weitere Annahmen gemacht.

Beobachtete Spektren von Zwergnovae im Minimum sind charakterisiert durch ein kühles Kontinuum und in vielen Systemen sehr starke Emissionslinien. Während der Ausbrüche wird der kontinuierliche Fluß um etwa einen Faktor 100 größer und deutet auf eine heißere Strahlungsquelle hin; es werden hauptsächlich Absorptionslinien beobachtet. Die allgemeine Vorstellung ist, daß im Minimum der größte Teil der Scheibe optisch dünn ist; während der Ausbrüche wird annähernd die ganze Scheibe optisch dick. Wie in Kapitel V ausgeführt werden wird, werden durch die Annahme, die Akkretionsscheibe sei in der Scheibenmitte (Rotationsebene) in jedem Abstand vom Zentralstern optisch dick sehr hilfreiche Näherungen wie z.B. die graue Näherung bei der Berechnung der Modellatmosphären möglich. Diese Annahme soll gemacht werden, was natürlich bedeutet, daß nur Systeme während des Ausbruchszustandes beschrieben werden können.

Eine Akkretionsscheibe der beschriebenen Art weist einen teilweise sehr großem radialen Temperaturgradienten auf; und auch die vertikale - für das emittierte Spektrum unmittelbar relevante - Komponente der Gravitationsbeschleunigung ändert sich in radialer Richtung nicht unerheblich. Das bedeutet aber, daß das von einer Akkretionsscheibe emittierte Spektrum nicht durch eine einzige konventionelle Sternatmosphäre - abhängig im Prinzip nur von einer bestimmten Gravitationsbeschleunigung, Effektivtemperatur und chemischen Zusammensetzung - beschrieben werden kann. Hingegen kann man sich in erster Näherung eine Scheibe eventuell aufgebaut denken aus vielen nebeneinanderliegenden Atmosphären verschiedener Temperatur. Die Zweckmäßigkeit dieser Annahme wird zu überprüfen sein (Kap. V.4).

Die Scheibenelemente, deren Strahlung aufintegriert werden soll, können - aus rein praktischen Gründen - nicht als beliebig klein angenommen werden, sondern müssen sowohl in radialer als auch in azimuthaler Richtung eine endliche Ausdehnung aufweisen. Die azimuthale Richtung stellt kein Problem dar, da die Scheibe in allen ihren physikalischen Eigenschaften als rotationssymmetrisch angenommen wurde. So ist die azimuthale Ausdehnung der Scheibensegmente ein Vollkreis mit dem Weißen Zwerg als Mittelpunkt. Die radiale Breite kann letztenendes nur durch Testen sinnvoll fest-

gelegt werden (Kap. IV und VII). Es sei betont, daß den so entstehenden "Ring" keinerlei physikalische Bedeutung zukommt, sondern daß sie einzig und allein aus numerischen Gründen eingeführt wurden.

An typischerweise 15 diskreten Punkten r in der Scheibe werden mit den durch Gln. III.10 und III.5 gegebenen Werten für die Effektivtemperatur $T_{\text{eff}}(r)$ und die Gravitationsbeschleunigung $g(r)$ bei der optischen Tiefe $\tau = 2/3$ (und eine gegebene vertikale Höhe z_0) Spektren berechnet.

Bei der Berechnung eines punktuellen Spektrums an einer gegebenen Stelle (r, z_0) wird für die Gravitationsbeschleunigung in vertikaler Richtung eine Näherungsformel verwendet (Gl.III.5.b), die den in vertikaler Richtung wachsenden Abstand r vom Zentralstern vernachlässigt, sodaß eine streng planparallele Schichtung der Atmosphären angenommen wird. Es sei betont, daß abgesehen von dieser kleinen Ungenauigkeit in der Gravitationsbeschleunigung bei Akkretionsscheiben im Gegensatz zu Sternen die Annahme der planparallelen Schichtung der Atmosphären korrekt ist.

Eine fragwürdige Annahme ist die, daß zwischen den einzelnen "Ring" einer Scheibe keinerlei Wechselwirkung besteht. Grenzschichten zwischen benachbarten "Ring" sind völlig undurchlässig für Materie und Strahlung und unterbinden das Auftreten jeder Art von Scherkräften, sodaß keine konvektiver oder radiativer Energieaustausch bzw. -ausgleich in radialer Richtung möglich ist. Die Auswirkungen dieser Annahme und mögliche Abhilfen werden in Kap. V.4 untersucht.

Fernerhin wird unterstellt, daß die gesamte an der Oberfläche der Scheibe abgestrahlte Energie bereits weit unterhalb der Photosphäre ($\tau \gg 1$) vollständig freigesetzt worden ist, d.h. in den Atmosphären selbst findet keine Energieerzeugung mehr statt. Für die numerische Behandlung des Problems hat das - wie in Kap. V.2. weiter ausgeführt werden wird - den Vorteil, daß die Diffusionsnäherung angewandt werden kann, die eine erhebliche Vereinfachung der Strahlungstransportgleichung mit sich bringt. Sofern die Scheibe überhaupt optisch dick ist, ist bei kleinen radialen Abständen vom Zentralstern nach den Rechnungen von Meyer und

Meyer-Hofmeister (1982, im folgenden MMH) diese Annahme gerechtfertigt; bei großen Abständen ($\lg r > 10.5$) ist dies durchaus nicht der Fall, da über die Hälfte der in einer vertikalen Säule enthaltenen Materie in der Atmosphäre enthalten ist.

Genauere Rechnungen sollten die Möglichkeit der Energieerzeugung in der Atmosphäre enthalten - eine Annahme, die absolut unerlässlich wird, sobald optisch dünne Scheibenteile vom Programm her möglich sein sollen.

Grundsätzlich scheint es bei einer weiteren Verfolgung der hier angestellten Untersuchungen der Natur von Akkretionsscheiben wünschenswert, in die Rechnungen die gesamte vertikale Struktur der Scheibe aufzunehmen. Bisher wird hier der inneren Scheibe ($z < z_0$) keinerlei Beachtung geschenkt, eine gewisse (im Prinzip beliebige) geometrische Höhe z_0 in einem Abstand r vom Weißen Zwerg wird angenommen für die optische Tiefe $\tau = 2/3$; an ihr wird die Atmosphäre angesetzt. In einigen Modellen wurden die Ergebnisse $z_0(r)$ der Rechnungen von MMH übernommen. Zu der weit- aus überwiegenden Zahl der Modelle werden irgendwelche - sinnvoll erscheinende - Werte für $z_0(r)$ angenommen.

IV. Das einfachste Modell einer strahlenden Akkretionsscheibe

Die Berechnung von Sternatmosphären unter Berücksichtigung des Strahlungstransports ist auch bei sehr vereinfachenden Annahmen über die Physik der Atmosphären ziemlich aufwendig. Es scheint daher empfehlenswert zunächst grobe Abschätzungen über die Größe der zu erwartenden Effekte zu machen und so numerische Erfahrungswerte über zweckmäßige und sinnvolle Parametergrößen zu sammeln.

Die einfachste Möglichkeit sich ein Bild von der Gesamtstrahlung einer Scheibe zu verschaffen, besteht darin, die größtmögliche Näherung zu machen, nämlich anzunehmen, jedes einzelne Scheibenelement strahle die lokal in ihm freigesetzte Energie als Schwarzer Körper ab.

Tylenda (1977) fittete auf diese Weise ein Ausbruchsspektrum der Zwergnova SS Cygni und ein Spektrum der alten Nova RR Pictoris. Er konnte zeigen, daß die Annahme einer Akkretionsscheibe die Beobachtungen größenordnungsmäßig richtig beschreiben kann. - Wade (1984) untersuchte Unterschiede der Strahlung zwischen aus Sternspektren oder aus Schwarzen Körpern zusammengesetzten Akkretionsscheiben und verglich sie mit Beobachtungen. In Kap. VIII.3. wird auf diese Arbeit näher eingegangen werden.

Wie in Kap. III.4 beschrieben, wird zur Berechnung eines Spektrums die Scheibe in konzentrische Ringe eingeteilt. Um dem exponentiellen Abfall der Temperatur mit zunehmendem Abstand vom Weißen Zwerg Rechnung zu tragen, ist eine logarithmische Einteilung in radialer Richtung zweckmäßig. Was noch bestimmt werden muß, ist die Breite der Ringe. Spektren werden mit verschiedenen Ringbreiten berechnet und miteinander verglichen. Es zeigt sich, daß der Unterschied in der Gesamtstrahlung zwischen $\Delta \lg r = .05$ und $\Delta \lg r = .1$ bei allen Wellenlänge kleiner als .1 Größenklassen ist, der Unterschied zwischen $\Delta \lg r = .1$ und $\Delta \lg r = .2$ dagegen in die Nähe von 1^m kommt. Es wurde daher eine radiale Segmentbreite von $\Delta \lg r = .1$ angenommen (Fig. IV.1).

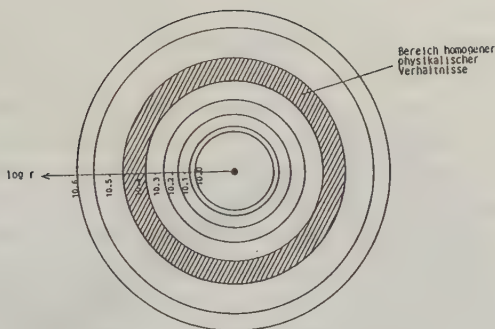


Fig. IV.1. Aus numerischen Gründen wird eine Akkretionsscheibe in "Ringe" unterteilt; in jedem "Ring" herrschen homogene physikalische Verhältnisse; zwischen verschiedenen "Ringen" besteht keinerlei Wechselwirkung, als zweckmäßige Breite erwies sich $\Delta \lg r = .1$.

Zunächst sollen die Beitragsfunktionen der einzelnen Ringsegmente untersucht werden: wieviel Strahlung ist bei einer gegebenen Wellenlänge aus welchem Bereich der Akkretionsscheibe zu erwarten? Für die aufgrund von Beobachtungen sinnvoll erscheinenden Mittelwerte von $M_{WD} = 1 M_{\odot}$ für die Masse des Weißen Zwerges und einer Massentransportrate $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$ wird die Strahlung einer aus Schwarzen Körpern bestehenden Akkretionsscheibe berechnet. Der angenommene Innenradius liegt bei $r = 10^{9.2}$ cm und der Außenradius bei $r = 10^{10.8}$ cm. Die mit den entsprechenden Ringflächen gewichteten Beitragsfunktionen der Scheibensegmente sind in Fig. IV.2. dargestellt; gestrichelt ist die integrierte Gesamtstrahlung der Scheibe angegeben.

Wie nach Gl. III.10 zu erwarten ist, wird die UV-Strahlung stationärer Akkretionsscheiben ganz von den allerinnersten Scheibenteilen bestimmt. In unserem Beispiel wird ein relevanter Beitrag nur von den Ringen bei $\lg r = 9.2$ bis $\lg r = 9.7$, d.h. von den innersten 1.4 % der angenommenen Scheibenfläche geliefert. Mit wachsender Wellenlänge nimmt der Beitrag der inneren Scheibe zur Gesamtstrahlung ab, der der äußeren Scheibe zu. Das Gegeneinanderwirken einerseits der abnehmenden Strahlungsintensität $Q = \sigma T^4 \sim r^{-3}$ und andererseits der zunehmenden Ringfläche $A \sim r^2$ mit wachsendem Abstand vom Zentralstern verläuft aber zu Ungunsten der äußeren Scheibe. Während im UV Bereich praktisch

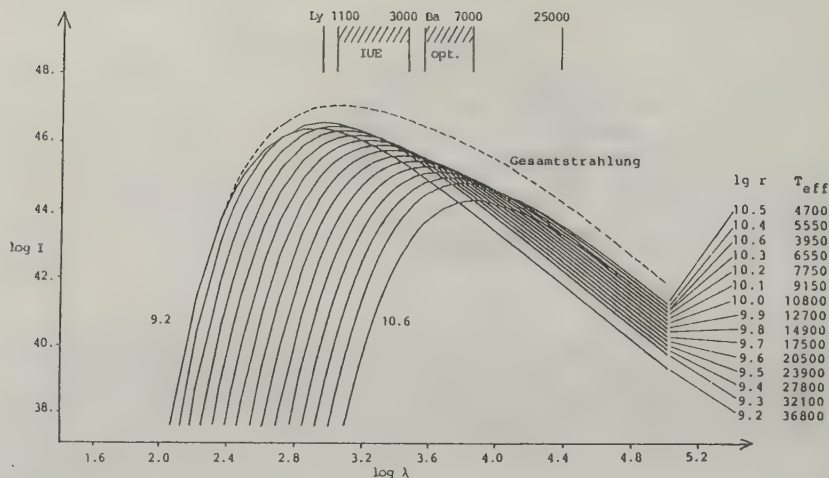


Fig. IV.2. Beitragsfunktionen der "Ringe" einer aus Schwarzen Körpern aufgebauten stationären Akkretions-scheibe mit $M_{WD} = 1 M_{\odot}$, $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$. Aufgetragen ist die von jedem ringförmigen Scheibensegment emittierte Intensität I ($\text{erg s}^{-1} \text{Å}^{-1}$) gewichtet mit der Fläche des Segmentes gegen die Wellenlänge (λ), sowie die gesamte von der Scheibe emittierte Intensität. Die Effektivtemperatur jedes Segmentes ist angegeben. Daß die Strahlungsbeiträge der Ringe bei $\lg r = 9.2$ und 10.6 viel kleiner sind als die benachbarter Ringe hat seinen Grund darin, daß ihre Breite in logarithmischen Einheiten nur halb so groß ist wie die aller übrigen Ringe (s. Fig. IV.1). Zur Orientierung sind am oberen Bildrand die Lage der Lyman- (Ly) und Balmer-Kante (Ba) des Wasserstoffs sowie einige andere Wellenlängen (in Å) angegeben.

keinerlei Beitrag der äußeren Scheibe wirksam wird (die Strahlung des Ringes um $\lg r = 9.3$ ist bei 1500 Å etwa 250000 mal stärker als die des Ringes um $\lg r = 10.5$), ist die Strahlung der inneren Scheibe erst im fernen Infrarot zu verachlässigen (bei 25000 Å beträgt die Intensität des Ringes um $\lg r = 10.5$ etwa des 25-fache dessen um $\lg r = 9.3$). Im optischen Bereich können bestenfalls die allerinnersten und alleräußersten Scheibenteile bei der Betrachtung der emittierten Strahlung unberücksichtigt bleiben. Nach den in diesem Beispiel auftretenden Temperaturen (siehe Fig. IV.2) ist zu erwarten, daß das Kontinuum im Optischen von der gesamten Scheibe bestimmt wird, hingegen sollten die mittleren Scheibenteile in der Strahlung der Balmer-Linien des Wasserstoffs dominieren.

Die in Fig. IV.2 dargestellten Intensitätsverteilungen der einzelnen Strahler entsprechen grob auch den Intensitätsverteilungen "normaler" Einzelsterne. Daraus ergibt sich eine interessante Schlußfolgerung: die berechnete integrierte Gesamtstrahlung der Scheibe entspricht in etwa der beobachteten Strahlungsverteilung von Zwergnovae im Ausbruch und von novaähnlichen Sternen; mit dem Spektrum eines einigermaßen normalen Einzelsterns scheint dieser Strahlungsverlauf unvereinbar. Selbst also, wenn an der Zweckmäßigkeit des Doppelsternmodells zur Erklärung der Natur von Kataklysmischen Variablen gezweifelt werden sollte, bleibt, daß anscheinend nur ein Zusammenwirken vieler Strahlungsquellen unterschiedlicher Temperatur die Beobachtungen repräsentieren kann.

Zwei weitere Punkte hinsichtlich einer genaueren Untersuchung des Scheibenspektrums sind wichtig. Erstens haben die Scheiben der in dieser Arbeit untersuchten Modelle keinen äußeren Rand in dem Sinne, daß auch in radialer Richtung die Scheibe außen optisch dünn werden muß. Für die Betrachtung des UV Anteils der Strahlung ist diese Unzulänglichkeit offensichtlich irrelevant. Zweitens, die große Sensitivität vor allem der UV-Strahlung für Strahlung aus den innersten Scheibenbereichen läßt erwarten, daß eine eventuell vorhandene Grenzschicht in diesem Wellenlängenbereich verhältnismäßig wichtig werden kann. Dieser Punkt wird noch genauer zu untersuchen sein.

Die von einer aus Schwarzen Körpern bestehenden Akkretions-scheibe emittierte Strahlung wird nach Gl. III.10 bestimmt durch die Masse M_{WD} des Weißen Zwerges, die Massentransferrate $\dot{M}$ und den Innen- und Außenradius, r_i und r_a , der Scheibe. Der Einfluß dieser Größen auf die beobachtete Strahlung soll im folgenden größenordnungsmäßig untersucht werden.

Hier und auch bei späteren genaueren Modellrechnungen wird sich zeigen, daß oftmals die wesentlichen Effekte von Parameteränderungen bei Wellenlängen kurzweilig der Lyman-Kante (912 Å) auftreten, im Bereich des Lyman-Kontinuums. Die von einem tatsächlich existierenden Kataklysmischen Veränderlichen emittierte Strahlung durchquert auf ihrem Weg zur Erde das interstellare

Medium, das vorwiegend aus neutralem Wasserstoff besteht. Dieser absorbiert im Lyman-Kontinuum so effektiv, daß praktisch keinerlei Energie aus dem Bereich zwischen Röntgenstrahlung ($\gtrsim 300 \text{ \AA}$) und Lyman-Kante zu uns gelangt. Im Bezug auf Interpretationen von Modellvorstellungen bedeutet dies aber, daß lediglich Unterschiede in der Strahlung langwellig von $912 \text{ \AA}$ als relevant anzusehen sind, da für kürzere Wellenlängen prinzipiell kein Vergleich mit Beobachtungen möglich ist.

In allen folgenden Darstellungen sind zu den logarithmische Flußwerten Konstanten so addiert worden, daß bei $\lg \lambda = 3.2 \text{ \AA}$ die Flüsse zu vergleichender Modelle gleich groß sind. Es sind somit nur Aussagen über relative Unterschiede in der Strahlungsverteilung möglich. Die Berechnung / Angabe absoluter Werte ist ohnehin wenig sinnvoll, da bei einem Vergleich mit beobachteten Spektren die Entfernung zu den jeweiligen Systemen in die Größe des Strahlungsflusses eingeht, die, wenn überhaupt, nur sehr ungenau bekannt ist.

Die Rolle der geometrischen Größe der Scheibe oder die Lage des äußeren und inneren Scheibenrandes: r_a und r_i

Stationarität einer Akkretionsscheibe ist gleichbedeutend damit, daß überall in der Scheibe die Massentransportrate $\dot{M}$ gleich groß ist. Die Scheibe erstreckt sich also von irgendeinem äußeren Radius r_a bis zur inneren Grenzschicht zwischen Scheibe und Weißem Zwerg bzw. Alfvén-Radius. Wo diese Grenzschicht beginnt, und wie sie strukturiert ist, ist Gegenstand von Spekulationen. Rein formal kann aber natürlich der Einfluß des inneren Scheibenrandes auf das Spektrum untersucht werden.

Für ein System mit einer Zentralmasse von $1 M_\odot$ und einer Transfertrate von $10^{-9} M_\odot/\text{yr}$ wurde der Außenradius zwischen $10^{10.6}$ und 10^{11} cm, und der Innenradius zwischen $10^{9.9}$ und $10^{9.7}$ cm variiert. Die resultierenden Spektren sind in Figs. IV.3 und IV.4 gezeigt; Fig. IV.5 soll einen Eindruck vermitteln von der Größe der berücksichtigten bzw. nicht berücksichtigten Scheibenflächen.

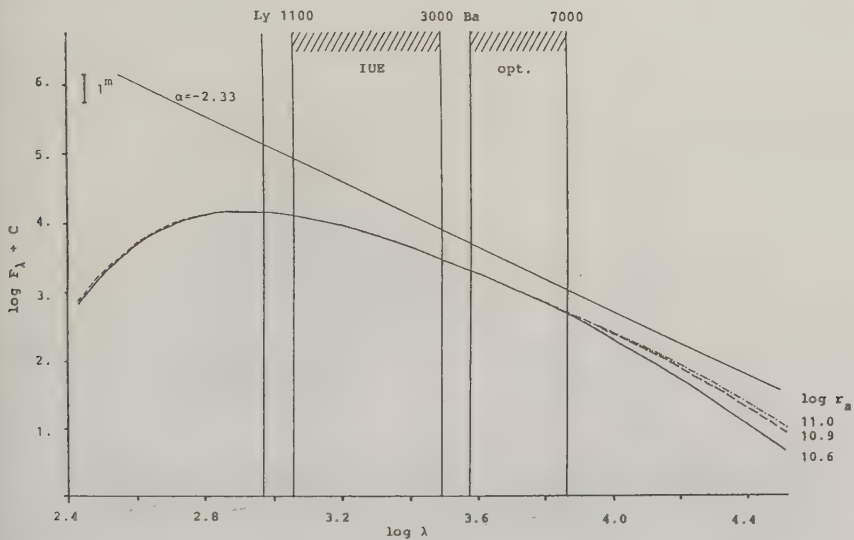


Fig. IV.3. Einfluß des äußeren Scheibenrandes r_a auf das Gesamtspektrum. $M_{WD} = M_\odot$, $\dot{M} = 10^{-9} M_\odot/\text{yr}$, $\lg r_i = 8.9$. Die Flußverteilungen F_λ ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$) sind mit $\lg r_a$ markiert. Sie sind mit einem Faktor C so multipliziert worden, daß alle Modelle bei $\lg \lambda = 3.2$ (λ in $\text{\AA}$) den gleichen Strahlungsfluß haben. Eingetragen sind ferner die für sehr große stationäre Akkretionsscheiben vorhergesagte Flußverteilung mit einem Spektralindex von $\alpha_1 = -7/3$ (Gl. IV.3.b), eine Größenklassendifferenz von 1^m , die Lyman- und Balmer-Kanten (Ly und Ba), sowie der optische und ultraviolette Spektralbereich.

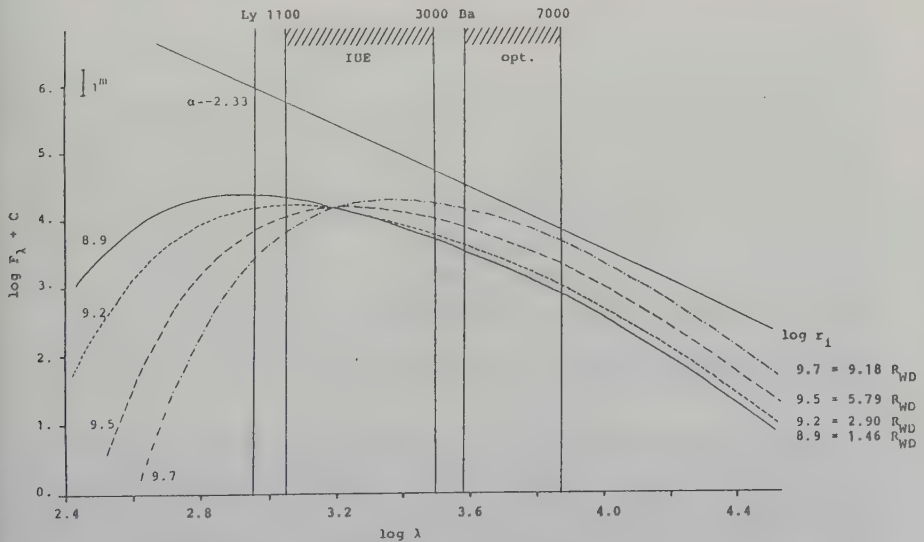


Fig. IV.4. Einfluß des inneren Scheibenrandes r_i auf das Gesamtspektrum. Darstellung wie in Fig. IV.3. $M_{WD} = 1 M_\odot$, $\dot{M} = 10^{-9} M_\odot/\text{yr}$, $\lg r_a = 10.6$. Die Flußverteilungen sind gekennzeichnet mit dem jeweiligen Innenradius $\lg r_i$.

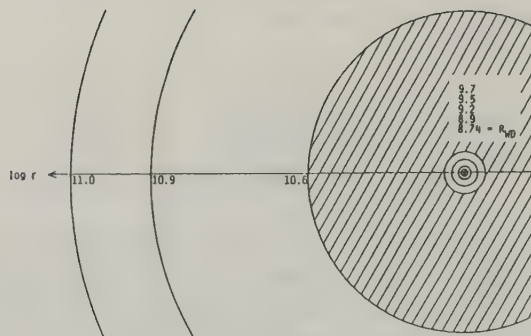


Fig. IV.5. Größe der strahlenden Flächen der in Figs. IV.3 und IV.4 dargestellten Flußverteilungen. Die Radien r sind in linearen Einheiten maßstabsgerecht dargestellt, mit $\lg r$ gelabelt.

Die Variation des äußeren Scheibenrandes hat, wie nach der Betrachtung von Fig. IV.2 zu erwarten ist, auf die emittierte ultraviolette und optische Strahlung keinerlei Einfluß, und selbst im Infrarot ist der Effekt im Vergleich zu Auswirkungen einer Änderung des inneren Scheibenradius klein.

So klein die inneren Scheibengebiete geometrisch auch sind, sie wirken sich mit ihrer Strahlung im gesamten Spektralbereich aus. Es ist allerdings zu beachten, daß beobachtbar nur relative Strahlungsverteilungen bei verschiedenen Wellenlängen sind, sodaß z.B. in den Beispielen aus Fig. IV.4 aus der Beobachtung der optischen Strahlung allein keine Rückschlüsse auf Änderungen des inneren Scheibenradius gezogen werden können, da die Neigung des Kontinuums sich praktisch nicht ändert. In Verbindung mit Beobachtungen der UV-Strahlung, oder auch nur dieser allein, sind hingegen große Änderungen feststellbar.

Der Einfluß der Masse des Zentralsterns M_{WD} :

Eine Massentransferrate von $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$ und eine Scheibengröße von $10^{9.9}$ bis $10^{10.6}$ cm wurde für alle Modelle angenommen. Für die Masse des Zentralsterns wurden .8, 1. und $1.4 M_{\odot}$ angenommen (Fig. IV.6). Die Ergebnisse werden im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

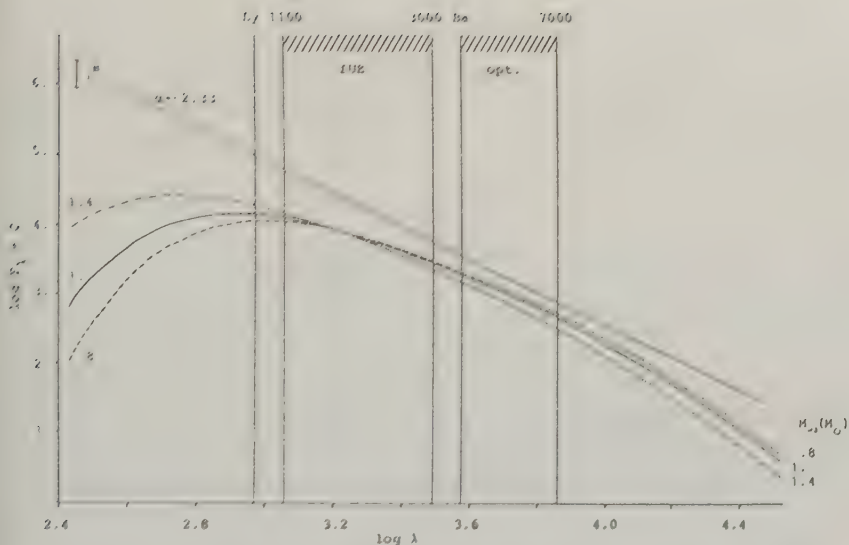


Fig. IV.6. Einfluß der Masse des Zentralsterns M_{WD} auf das Gesamtspektrum. Darstellung wie in Fig. IV.5. $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$, $\lg r_1 = 8.9$, $\lg r_2 = 10.6$. Die Flußverteilungen sind gekennzeichnet mit M_{WD} .

Der Einfluß der Massentransferrate $\dot{M}$:

Die Massentransferrate beeinflusst die Temperatur an einem bestimmten Punkt in der Scheibe, und somit die emittierte Gesamtstrahlung gemäß Gl. III.10. in derselben Weise wie die Masse des Zentralsterns; beide Effekte sollten deshalb gemeinsam betrachtet werden.

Für eine Scheibe ebenfalls der Größe $10^{10.9}$ bis $10^{10.6}$ cm und eine Zentralmasse von $1 M_{\odot}$ wurde die Akkretionsrate von $10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$ auf $10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$ erhöht. Die jeweils austretende Strahlung ist in Fig. IV.7 gezeigt.

Der Einfluß der beiden Größen M_{WD} und $\dot{M}$ auf das Spektrum sind wie erwartet nicht voneinander zu trennen. Die Größe möglicher Parametervariationen ist im Falle der Masse des Weißen Zwerges ($0.5 \leq M_{WD} \leq 1.4 M_{\odot}$) sehr viel kleiner als bei der Akkretionsrate (etwa $10^{-7} \leq \dot{M} \leq 10^{-12}$ oder $10^{-13} M_{\odot}/\text{yr}$), also knapp ein Faktor 1.3.

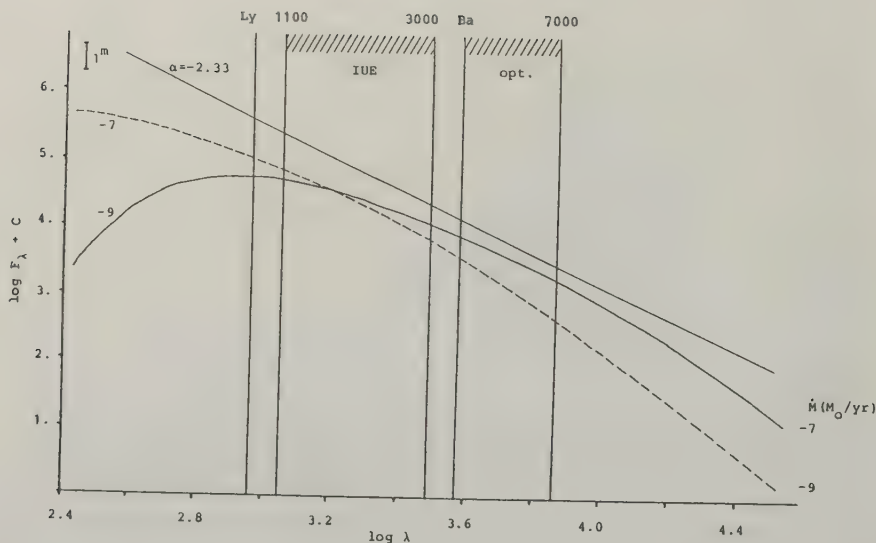


Fig. IV.7. Einfluß der Massentransferrate $\dot{M}$ auf das Gesamtspektrum. Darstellung wie in Fig. IV.3. $M_{WD} = 1 M_\odot$, $\lg r_i = 8.9$, $\lg r_a = 10.6$. Die Flußverteilungen sind markiert mit $\dot{M}$.

gegenüber einem Faktor 20 in der Temperatur. Allein aus spektroskopischen Untersuchungen dieser Art scheint die Zentralmasse nicht bestimmbar zu sein. Da allerdings die Masse, nicht aber die Massentransferrate in die lokale Gravitationsbeschleunigung $g_z(r)$ eingehen, die wiederum die Atmosphärenstruktur mit bestimmt, besteht u.U. durch die Untersuchung von genauer berechneten Scheibenspektren die Möglichkeit Aussagen über die Größe der Zentralmasse zu machen (Kap. VII.2.6). Neben der Änderung der Scheibengröße ist die Akkretionsrate $\dot{M}$ der entscheidende Faktor, der die Strahlung des Systems bestimmt. Beim Vergleich der Strahlung eines Zwergnova-Systems während des Ruhezustandes und während des Ausbruchs ist generell zu beobachten, daß im Ausbruch das kontinuierliche Spektrum steiler ist, also vergleichsweise mehr Strahlung bei kürzeren Wellenlängen emittiert wird als bei längeren. Die allgemeine Auffassung ist, daß während eines Ausbruchs die durch die Scheibe transportierte Masse größer ist als während des Ruhezustandes - eine Ansicht, die nach dem Verhalten von Schwarzkörper-Modellen offensichtlich unterstützt wird.

Zwei weitere Strahlungsquellen des Systems, deren Einfluß wenigstens größenordnungsmäßig abgeschätzt werden soll, sind die Grenzschicht zwischen Weißem Zwerg und Akkretionsscheibe und der Sekundärstern.

Der Einfluß der Grenzschicht:

Aufgrund theoretischer Überlegungen (Kap. III.3) ist die Existenz einer Grenzschicht in kataklysmischen Systemen zu erwarten. Die in vielen Zwergnovae und novaähnlichen Sternen beobachtete Röntgenstrahlung wird dieser Schicht zugeschrieben. Ihre geometrische und physikalische Struktur ist so gut wie unbekannt. Es können aber trotzdem einige Abschätzungen gemacht werden. Die Leuchtkraft der Grenzschicht kann maximal so groß sein wie die Leuchtkraft der stationären Akkretionsscheibe (Virialsatz), also

$$L_{BL} \leq \frac{\tau \dot{M}_{WD}}{R_{WD}} \quad \text{Gl. IV.1}$$

Verschiedene Autoren haben verschiedene Abschätzungen über die geometrische Form der Grenzschicht gemacht, auf die hier im einzelnen nicht näher eingegangen werden soll (z.B. Pringle, 1977; Burkert, Hensler, 1985; Kley, 1985; Referenzen dort).

Es erhob sich die Frage (Kap. III.3), wie stark sich eine Grenzschicht in der beobachteten optischen und UV-Strahlung bemerkbar macht, ob sie also in den Rechnungen unbedingt berücksichtigt werden muß, oder ob sie in vertretbar guter Näherung vernachlässigt werden kann. Um einen Eindruck von Größenordnungen zu bekommen, wurden einige Abschätzungen gemacht. Angenommen, wird wieder eine Akkretionsscheibe um einen $1 M_{\odot}$ - Weißen Zwerg, die Scheibe erstreckt sich annähernd der Oberfläche der Sterns ($10^{8.9}$ cm) bis zu $10^{10.6}$ cm, die Massentransferrate beträgt $10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$. Mit obiger Gleichung (IV.1) ergibt sich eine maximale Leuchtkraft der Grenzschicht von $L_{BL} \approx 7.78 \cdot 10^{33}$ erg/s. Dieser Wert wird bei den folgenden Abschätzungen zugrunde gelegt.

Als eine Näherung kann angenommen werden, daß diese Energie von der gesamten Oberfläche des Weißen Zwerges abgestrahlt wird; das ergibt eine Temperatur von etwa 110000 K und eine Fläche von 9.4

10^{17} cm. Burkert und Hensler (1985) nehmen eine ellipsoid geformte Grenzschicht an, die den ganzen Weißen Zwerg umgibt; in diesem Fall wäre die emittierende Fläche noch etwas größer und die Temperatur der Grenzschicht entsprechend niedriger. Wie Fig. IV.8 zeigt, liefert eine so ausgedehnte und kühle Grenzschicht einen nicht unwichtigen Strahlungsbeitrag im UV und sogar noch im Optischen; Röntgenstrahlung ist bei einer Temperatur von knapp über 100000 K (≈ 10 eV) allerdings kaum zu erwarten. Da $L_{BL} \sim \dot{M}$, sind bei höheren Akkretionsraten, die bei ausbrechenden Zwergnovae möglich zu sein scheinen, aber sowohl Röntgenstrahlung als auch wesentliche Beiträge im Optischen und UV möglich (Burkert, Hensler, 1985).

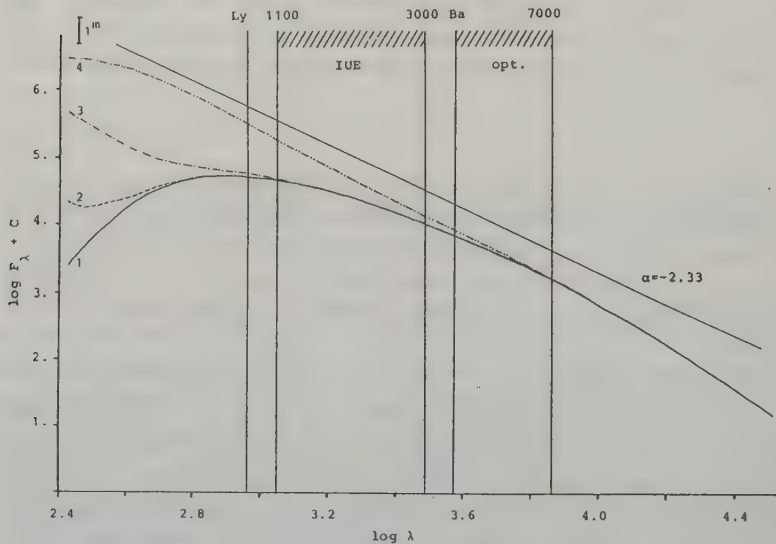


Fig. IV.8. Einfluß der Grenzschicht auf das Gesamtspektrum. Darstellung wie in Fig. IV.3. $M_{WD} = 1 M_{\odot}$, $\dot{M} = 10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$, $\lg r_i = 8.9$, $\lg r_o = 10.6$. Modell (1) hat keine Grenzschicht. Bei den übrigen Modellen wurde eine Leuchtkraft der Grenzschicht von $7.78 \cdot 10^{33}$ erg/s angenommen, sie haben eine Temperatur von (2) $T_{BL} = 8.43 \cdot 10^5$ K entsprechend einer Fläche von $A_{BL} = 10^{-4} A_{WD}$ ($A_{WD} = .5 \pi R_{WD}^2$) (3) $T_{BL} = 3.48 \cdot 10^5$ K, $A_{BL} = 10^{-2} A_{WD}$, (4) $T_{BL} = 110000$ K, $A_{BL} = A_{WD}$.

Als anderes Extrem nahm Pringle (1977) eine Fläche der Grenzschicht von 10^{-4} der Fläche des Weißen Zwerges an, was eine Temperatur von $8.3 \cdot 10^5$ K bedeuten würde. Eine so kleine, heiße

Grenzschicht wiederum strahlt ihre Energie bei so kurzen Wellenlängen ab, daß sie weder im optischen, noch im UV einen merklichen Beitrag liefert. - Als eine andere mögliche Größe der Grenzschicht nimmt Pringle 10^{-2} der Fläche des Weißen Zwerges an. Auch die Strahlung einer solchen $3.45 \cdot 10^5$ K heißen Fläche kann bei einer Untersuchung der optischen und ultravioletten Strahlung getrost unberücksichtigt bleiben (Fig. IV.8).

Es ist also nicht klar zu entscheiden, ob die Grenzschicht eine wichtige Rolle in der optischen und ultravioletten Strahlung von Zwergnovae und novaähnlichen Sternen spielt. Die Größe möglicher Beiträge ist enorm abhängig von der Art der jeweils gemachten Annahmen. Die Strahlung der Grenzschicht wird somit für die Berechnung synthetischer Scheibenspektren zu einem freien Parameter. Die Anzahl der freien Parameter in den folgenden Modellrechnungen ist aber ohnehin schon groß und soll nicht unnötig noch erhöht werden. Es wurde daher im Rahmen dieser Arbeit im weiteren jeglicher mögliche Strahlungsbeitrag einer Grenzschicht unberücksichtigt gelassen.

Einfluß des Sekundärsterns:

Beobachtungen von Kataklysmischen Variablen lassen darauf schließen, daß die Sekundärsterne sich im Hertzsprung-Russell-Diagramm nahe der Hauptreihe befinden (Ritter, 1983, 1986). Ihr Beitrag zur Gesamtstrahlung eines Zwergnovasystems ist leicht abzuschätzen. Um einen Eindruck von der Bedeutung dieser Strahlung zu gewinnen, wird zur integrierten Scheibenstrahlung die Strahlung einer wie ein Schwarzer Körper strahlenden Kreisfläche mit dem Radius eines Hauptreihensterns eines bestimmten Spektraltyps und der entsprechenden Temperatur hinzugefügt. (Näherungsweise Werte für die Radien und Temperaturen wurden Landolt-Börnstein, 1982 entnommen.) Fig. IV.9 zeigt die Auswirkungen einer solchen zusätzliche Strahlungsquelle auf das Gesamtspektrum.

Der Effekt ist im UV völlig vernachlässigbar. Kleine kühle Sekundärsterne sind sogar im Optischen gegenüber der Strahlung der Akkretionsscheibe zu vernachlässigen, nicht so größere, im Falle dieses Beispiels etwa mit Spektraltyp K5V oder früher. Dieses

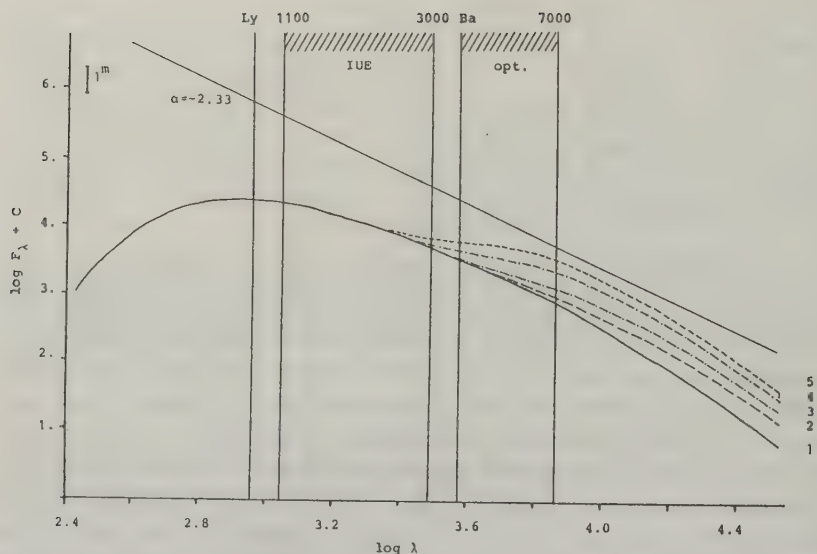


Fig. IV.9. Einfluß des Sekundärsterns auf das Gesamtspektrum. Darstellung wie in Fig. IV.3. $M_{WD} = 1 M_{\odot}$, $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$, $\lg r_1 = 8.9$, $\lg r_2 = 10.6$. In Modell (1) bleibt der Sekundärstern unberücksichtigt. In den übrigen wurden folgende Spektraltypen angenommen:

- | | | |
|-----|-----|--|
| (2) | MOV | ($T_{\text{sec}} = 3850 \text{ K}$, $R_{\text{sec}} = 4.14 \cdot 10^{10} \text{ cm}$) |
| (3) | K5V | ($T_{\text{sec}} = 4350 \text{ K}$, $R_{\text{sec}} = 4.97 \cdot 10^{10} \text{ cm}$) |
| (4) | K05 | ($T_{\text{sec}} = 5250 \text{ K}$, $R_{\text{sec}} = 5.87 \cdot 10^{10} \text{ cm}$) |
| (5) | G5V | ($T_{\text{sec}} = 5770 \text{ K}$, $R_{\text{sec}} = 6.35 \cdot 10^{10} \text{ cm}$) |

Resultat ist mit Beobachtungsergebnissen vereinbar, nach denen die Sekundärsterne bei Zwergnovae (im Minimumzustand, d.h. bei kühlen Scheiben) nur bei Bahnperioden von 6 Stunden oder mehr im Spektrum nachweisbar sind (Gln. II.4 und II.5)

Der spektrale Intensitätsverlauf läßt sich im Fall einer Schwarzkörper-Scheibe analytisch bestimmen (Lynden-Bell, 1969). An einer bestimmten Frequenz ergibt sich als Gesamtstrahlung der Scheibe:

$$\begin{aligned}
 F_{\nu} &= \int_0^{\infty} B_{\nu}(T(r)) 4 \pi r dr = \\
 &= \int_0^{\infty} \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT(r)} - 1} 4 \pi r dr \quad \text{Gl. IV.2}
 \end{aligned}$$

mit der Substitution

$$x := \frac{h \nu}{k T(r)}$$

erhält man:

$$x \sim v r^{3/4}$$

$$r \sim x^{4/3} v^{-4/3}$$

$$dr \sim v^{-4/3} x^{1/3} dx$$

$$F_v \sim \int_0^\infty \frac{x^{4/3+1/3}}{e^x - 1} dx v^{3-4/3-4/3} \sim v^{1/3} \quad \text{Gl. IV.3.a}$$

bzw.

$$F_\lambda \sim \lambda^{-7/3} \quad \text{Gl. IV.3.b}$$

Dies gilt allerdings nur für eine unendlich ausgedehnte Akkretionsscheibe. Bei einer endlichen Größe kann man diesen Intensitätsverlauf bestenfalls in einem sehr begrenzten Wellenlängenbereich erwarten, ansonsten machen sich die Flanken der Planck-Strahler stark bemerkbar.

Die Größe der Akkretionsscheibe eines Zwergnova- oder novaähnlichen Systems ist auf der einen Seite durch den Radius des Weißen Zwerges, auf der anderen Seite durch das Roche-Volumen des Primärsterns begrenzt, also auf Werte zwischen etwa $10^{8.2}$ bis 10^9 für r_i (bei nicht-magnetischem Weißen Zwerg) und 10^{11} bis $10^{11.2}$ cm für r_a . Wie oben gezeigt wurde, spielt der äußere Scheibenrand im Gesamtspektrum nur eine sehr unwesentliche Rolle, der innere hingegen eine sehr wesentliche. Für ein System mit einer Zentralmasse von $1.4 M_\odot$ (Maximalmasse für einen Weißen Zwerg) und Massentransferraten von 10^{-9} und $10^{-7} M_\odot/\text{yr}$ wurden die Strahlungen für Scheiben berechnet, deren Innenradius r_i identisch ist mit dem Radius des Weißen Zwerges ($10^{8.2}$ cm); der Außenradius beträgt in beiden Fällen 10^{11} cm. Die beiden Strahlungsverteilungen sind in Fig. IV.10 dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist wieder der theoretisch vorhergesagte Kontinuumsverlauf von $F_\lambda \sim \lambda^{-2.33}$. Offensichtlich sind die Akkretionsscheiben von Zwergnovae und novaähnlichen Sternen auf jeden Fall geometrisch zu klein (genauer gesagt ist der in der Scheibe überdeckte Temperaturbereich zu klein), um unter den gegebenen theoretischen Voraussetzungen in einem größeren Wellenlängenbereich einen Spektralindex von $\alpha_\lambda = -2.33$ zu erzeugen. Auch in den übrigen Figuren, in denen die Strahlung von Schwarzen Körpern dargestellt wurde, ist ein Spektralindex von $\alpha_\lambda = -2.33$ eingezeichnet: dieser Verlauf kann von den hier betrachteten Akkre-

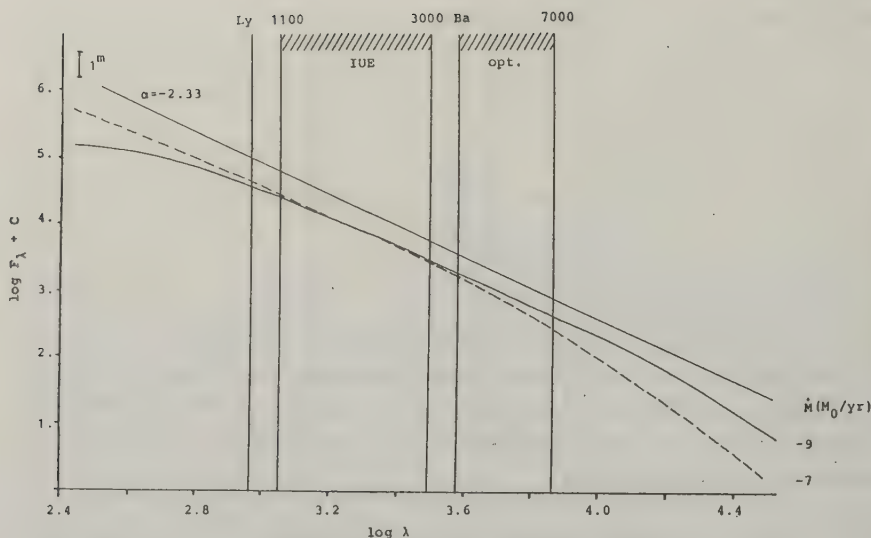


Fig. IV.10. Der theoretisch vorhergesagte Spektralindex $\alpha_\lambda = -2.33$ für sehr große stationäre Akkretionsscheiben kann bei Zwergnovae und novaähnlichen Systemen nur in einem kleinen Wellenlängenbereich approximiert werden. Dargestellt sind die Flußverteilungen für die größtmöglichen Akkretionsscheiben mit $\dot{M}_{WD} = 1.4 M_\odot$, $\dot{M} = 10^{-3}$ bzw. $10^{-7} M_\odot/\text{yr}$, $\lg r_i = 8.2 \approx R_{WD}$, $\lg r_a = 11.1$.

tionsscheiben höchstens lokal, in einem kleinen Wellenlängenbereich angenähert werden. Es wird sich zeigen, daß dasselbe Ergebnis auch für etwas realistischere Scheibenspektren richtig ist.

Trotzdem sei erwähnt, daß tatsächlich in einigen Systemen hin und wieder die Neigung des beobachteten Kontinuums über recht große Spektralbereiche durch den Index $\alpha_\lambda = -2.33$ beschrieben werden kann. Es sind also offensichtlich noch andere oder anders strukturierte Strahlungsquellen im Spiel.

Zusammenfassend wäre zu sagen, daß ein Vergleich dieser aus Schwarzen Strahlern zusammengesetzten Spektren mit Beobachtungen zeigt, daß die in Kap. II und III gemachten Annahmen über die Natur eines Kataklysmischen Variablen und speziell einer Akkretionsscheibe nicht ganz unsinnig sind. Eine auch nur oberflächliche Betrachtung z.B. eines Zwergnova-Spektrums läßt erkennen,

daß seine Quelle sicher kein konventioneller Stern ist, schon der Kontinuumsverlauf spricht dagegen. Das zur Interpretation herangezogene Roche-Modell mit seiner Akkretionsscheibe bietet eine Möglichkeit, auch auf theoretischem Wege Spektren zu erzeugen, die den beobachteten auf jeden Fall entfernt ähnlich sehen. Es wäre sicher voreilig aus diesem einfachen Modell irgendwelche quantitativen Rückschlüsse auf tatsächliche Systemeigenschaften ziehen zu wollen, aber es wird sich sicher lohnen zu versuchen etwas aussagekräftigere Scheibenspektren zu berechnen.

Mit der Annahme die Elemente einer Akkretionsscheibe strahlten alle als schwarze Körper, ist naturgemäß lediglich Aufschluß über die relative Temperaturverteilung in der Scheibe zu erhalten. Die Größen der Zentralmasse und der Massentransferrate, sowie der Scheibe selbst bestimmen die Temperatur und das letztendendes abgestrahlte Gesamtspektrum. Wie oben geschehen, können über die Relevanz der einzelnen Terme größenordnungsmäßige Betrachtungen angestellt werden, ein Vergleich mit Beobachtungen ist hingegen problematisch. Beobachtete Spektren weisen Absorptions- bzw. Emissions-Kanten und -Linien auf, deren Erscheinungsbild außer von der Effektivtemperatur von der Temperatur und Druckschichtung innerhalb der Atmosphäre, von klein- und großräumigen Geschwindigkeitsfeldern und der chemischen Zusammensetzung des Scheibenmaterials abhängt. Und die geometrische Form der Scheibe senkrecht zur Rotationsebene wird wichtig, über die Gravitationsbeschleunigung beeinflußt sie die Druckschichtung.

In den folgenden Kapiteln soll versucht werden, Linienspektren der Akkretionsscheiben - unter all denen in Kap. III gemachten Annahmen und Vereinfachungen - zu berechnen, etwas über die Relevanz der das Spektrum bestimmenden Parameter zu lernen, und festzustellen, in wieweit diese berechneten Spektren den beobachteten ähnlich sehen und was aus diesem Vergleich zu lernen ist.

V. Modellatmosphären

V.1 Allgemeines

Anders als bei einem "normalen" Stern, bei dem eine einzige "effektive" Temperatur (-verteilung) als Charakteristikum der emittierten Strahlung angesehen wird, wirkt bei Akkretionsscheiben ein ganzes Kontinuum verschiedener Effektivtemperaturen zusammen. Trotzdem verlangen aber die theoretischen Methoden zur Berechnung eines Spektrums auf jeden Fall in erster Näherung von einer Temperatur und einer Schwerebeschleunigung auszugehen. Im Fall einer Akkretionsscheibe bedeutet dies, daß viele lokale Spektren in der Scheibe berechnet werden müssen, deren Zusammenwirken erst in zweiter Linie zu berücksichtigen ist.

Für alle im Rahmen dieser Arbeit berechneten Modelle wurde der prinzipielle physikalische Aufbau aller Atmosphären als gleich angesehen. Alle Atmosphären sind streng planparallel geschichtet und chemisch homogen, so wie auch keine radialen Änderungen der chemischen Häufigkeiten durch Diffusion zugelassen sind. (In Kapitel V.4 wird verdeutlicht werden, daß in der inneren optisch dicken ($z < z_0$) Scheibe die vertikalen Gradienten von Temperatur, Druck und Dichte viel größer sind als die radialen, sodaß Diffusion unwichtig ist.) Die Annahme solarer Häufigkeitsverteilung der Scheibenmaterie steht in keinem Widerspruch zu Beobachtungen und Modellvorstellungen nach denen die gesamte Scheibenmaterie aus den äußeren Schichten des Sekundärsterns eines kühlen Zwergsterns stammt. Bei den Rechnungen werden die 21 häufigsten Elemente in solarer Häufigkeitsverteilung berücksichtigt (Tab. V.1).

Wenn eine Sternatmosphäre berechnet werden soll, stellt sich die Frage, ob in der Näherung des LTE gerechnet werden kann oder nicht. Die Annahme, daß im LTE (Local Thermal Equilibrium) sich zwar nicht die Atmosphäre als Ganzes, aber doch jedes einzelne Volumenelement für sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, vereinfacht die Verhältnisse erheblich, da nun wenigstens lokal die statistischen Gleichungen der Thermodynamik Gültigkeit haben. Insbesondere gelten die Gleichungen von

Tabelle V.I

Chemische Häufigkeiten der Elemente

Element	relative Häufigkeit
H	12.00
He	11.00
O	8.80
C	8.50
N	7.95
Ne	7.85
Si	7.65
Mg	7.60
Fe	7.60
Ca	7.35
S	7.20
Cr	6.50
Al	6.40
Na	6.20
Ni	6.15
Mn	5.90
P	5.60
K	5.05
Ti	5.00
Co	4.50
V	4.10

Boltzmann

$$\frac{N_{r,i}}{N_r} = \frac{g_{r,i}}{u_r} e^{-\chi_{r,i}/kT} \quad \text{Gl. V.1.}$$

und Saha

$$\frac{N_{r+1}}{N_r} = \frac{2 u_{r+1}}{u_r} \frac{1}{P_e} \frac{(2 \pi m_e)^{3/2} (k T)^{5/2}}{h^3} e^{-\chi_r/kT} \quad \text{Gl. V.2}$$

die die Besetzungen der einzelnen Niveaus in Atomen und Ionen bestimmen.

Die Gültigkeit des thermodynamischen Gleichgewichts impliziert, daß jedes Volumenelement in sich abgeschlossen ist und mit keinem anderen wechselwirkt. Strenggenommen trifft dies sicherlich nicht zu, da Strahlungsprozesse (Photonen) Information über weite Gebiete der Atmosphäre hinweg transportieren können und letztlich sämtliche Volumenelemente miteinander verbinden, sodaß sich keines im Gleichgewicht befinden kann. Dem gegenüber stehen Stoßprozesse (vor allem mit freien Elektronen), die bewirken, daß sich ein lokales Gleichgewicht einstellt. Wann die Annahme des LTE vertretbar ist, hängt von der relativen Häufigkeit von Strahlungs- und Stoßprozessen ab. Strahlungsprozesse werden durch hohe

Temperaturen begünstigt, Stoßprozesse durch hohe Dichten; LTE sollte also im Bereich niedriger Temperaturen und hoher Dichten eine akzeptable Näherung sein.

Kudritzki (1976, 1979)) untersuchte, für welche Gebiete im HRD die Beschreibung der beobachteten Strahlung durch die LTE-Approximation befriedigende Resultate liefert, und wo genauere Rechnungen (Non-LTE) erforderlich sind. Im $\log g - T_{\text{eff}}$ -Diagramm (Fig. V.1) ergibt sich eine Grenzlinie. Für verschiedene Modelle von Akkretionsscheiben sind die $\log g - T_{\text{eff}}$ -Werte für alle Radiuspunkte eingetragen, an denen Modellatmosphären berechnet werden sollen. Fast ohne Ausnahme liegen sie im LTE-Gebiet. Offensichtlich ist also LTE für die Berechnung von Spektren von Akkretionsscheiben eine sehr gute Näherung.

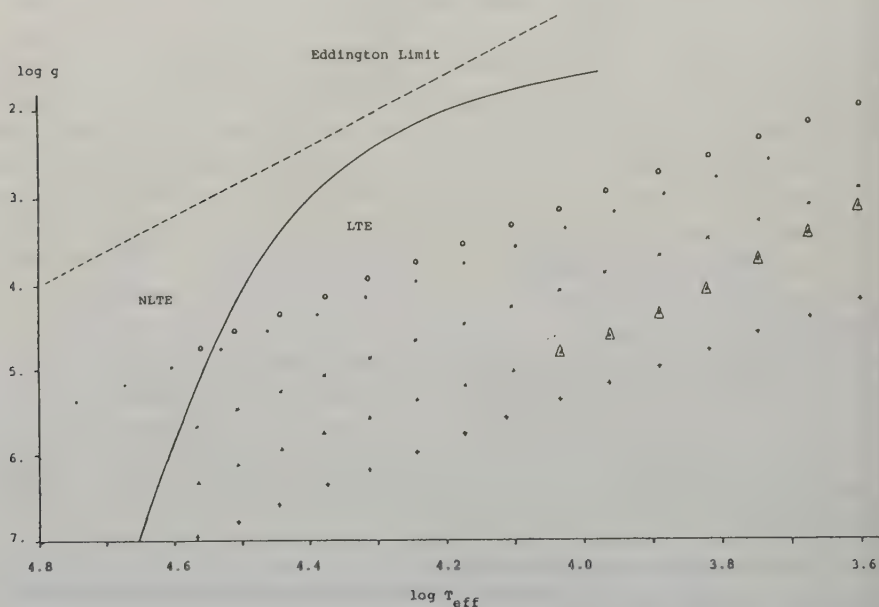


Fig. V.1. $\log g - T_{\text{eff}}$ -Werte verschiedener Scheibenmodelle. $\circ$ = Modell Zlä (nahezu kleinstmögliche Werte für $\lg g(r)$), $\bullet$ = Modell MP1, $\times$ = Modell Z2a, Δ = Modell Ala, $+$ = Modell Z6a (Parameter der Modelle siehe Tabelle V.4). Im Falle von Modell Ala sind mit dem Symbol Δ die $\log g - T_{\text{eff}}$ -Werte derjenigen Radiuspunkte gekennzeichnet, bei denen die innere Scheibe nach den Rechnungen von MMH am Boden der Atmosphäre konvektiv sind. Weiterhin sind eingezeichnet die Grenzen zwischen dem LTE- und dem NLTE-Regime nach Kudritzki (1976, 1979) und das Eddington-Limit, das die Gebiete relevanten ($g \geq g_{\text{crit}}$) und nicht-relevanten ($g \leq g_{\text{crit}}$) Strahlungsdrucks voneinander trennt.

Weiterhin folgt aus der Annahme des Strahlungsgleichgewichts, solange - was vorausgesetzt wurde - das Strahlungsfeld zeitunabhängig und die Atmosphäre statisch sind, daß in jedem Volumenelement die gesamte dort absorbierte Energie gleich der gesamten dort emittierten ist, sodaß zwischen der mittleren Intensität J_ν , der Quellfunktion S_ν und dem Extinktionskoeffizienten χ_ν die Relation gilt:

$$\int_0^\infty \chi_\nu J_\nu d\nu = \int_0^\infty \chi_\nu S_\nu d\nu \quad \text{Gl. V.3}$$

wobei der Extinktionskoeffizient χ_ν definiert ist als die Summe aus dem Absorptionskoeffizienten κ_ν und dem Streukoeffizienten σ_ν :

$$\chi_\nu = \kappa_\nu + \sigma_\nu \quad \text{Gl. V.4.}$$

Um einen ersten Eindruck von der physikalischen Struktur einer Atmosphäre zu bekommen, hat es sich als zweckmäßig erwiesen, zunächst von frequenzunabhängigen Größen, der sog. Grauen Atmosphäre auszugehen. Wie sich zeigen wird, läßt sich über diese Annahme in erster Näherung eine Temperaturschichtung $T(\tau)$ der Atmosphäre in Abhängigkeit von der optischen Tiefe τ a priori bestimmen. Mit dieser Näherung kann dann eine ebenfalls vorläufige Druckschichtung bestimmt werden - beide zusammen können bei Bedarf als Ausgang für einen Iterationsprozeß dienen, der dann nicht mehr "grau" zu sein braucht. In den folgenden Rechnungen zu Atmosphären von Akkretionsscheiben werden alle Schichtungen ($T(\tau)$, $P(\tau)$) in der grauen Näherung berechnet werden. Das resultierende Spektrum wird dann aber frequenzabhängig behandelt werden. In den Spektren wird auch Linienabsorption berücksichtigt werden. Strenggenommen beeinflusst dies natürlich die Atmosphärenschichtung - an einer Wellenlänge durch Linienabsorption abgeblockte Strahlung muß bei Erhaltung der Flußkonstanz (die in den Modellen dieser Arbeit nicht gewährleistet ist) in einer anderen Frequenz abgestrahlt werden - was eine Änderung der Temperatur- und auf diesem Wege auch der Druckschichtung zur Folge hat.

V.2. Berechnung von LTE-Modell-Atmosphären

Nach der allgemeinen Strahlungstransportgleichung ist die Differenz zwischen der in ein Volumenelement eindringenden und der sie verlassenden Strahlungsintensität $I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t)$ gleich der in diesem Volumenelement erzeugten abzüglich der in ihm absorbierten Energie:

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s} \right) I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) = \eta(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) - \chi(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) I(\vec{r}, \vec{n}, \nu, t) \quad \text{Gl. V.5}$$

η bezeichnet den Emissionskoeffizienten.

In der Näherung für eine in z-Richtung ein-dimensionale, ebene, zeitunabhängige Atmosphäre vereinfacht sie sich zu

$$\mu \frac{\partial I(z, \mu, \nu)}{\partial z} = \eta(z, \mu, \nu) - \chi(z, \mu, \nu) I(z, \mu, \nu) \quad \text{Gl. V.6}$$

($\mu = \cos i$ bezeichnet die Richtung zwischen der Normalen zur Rotationsebene und der Sichtlinie des Beobachters (Fig. V.2))

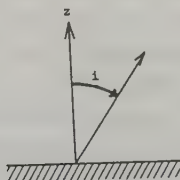


Fig. V.2.

und mit der allgemein üblichen Notation

$$S(z, \mu, \nu) = \frac{\eta(z, \mu, \nu)}{\chi(z, \mu, \nu)} \quad \text{Gl. V.7}$$

und

$$\tau(z, \nu) = \int_z^{z_{\max}} \chi(z', \mu, \nu) dz' \quad \text{Gl. V.8}$$

erhält man schließlich die geläufige Form der Strahlungstransportgleichung in z-Richtung:

$$\mu \frac{\partial I_\nu(\tau_\nu, \mu)}{\partial \tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu, \mu) - S_\nu(\tau_\nu, \mu) \quad \text{Gl. V.9}$$

Unter LTE-Bedingungen gilt definitionsgemäß

$$I_{\nu}(\tau_{\nu}, \mu) = \int_{\tau}^{\infty} S_{\nu}(t) e^{-(t-\tau_{\nu})/\mu} \frac{dt}{\mu} \quad 0 \leq \mu \leq 1 \quad \text{Gl. V.10}$$

mit der formalen Lösung

$$S_{\nu} = \frac{\kappa_{\nu}}{\kappa_{\nu} + \sigma_{\nu}} B_{\nu} + \frac{\sigma_{\nu}}{\kappa_{\nu} + \sigma_{\nu}} J_{\nu} \quad \text{Gl. V.11}$$

(B_{ν} ist die Planck-Funktion)

für austretende Strahlung, bzw.

$$S_{\nu} = B_{\nu} \quad \text{Gl. V.12}$$

wenn Streuung zu vernachlässigen ist.

Berechnungen der vertikalen Scheibenstruktur von Meyer, Meyer-Hofmeister (1983) und MMH mit $M_{\text{WD}} = 1 M_{\odot}$, $M = 10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$, $\epsilon = 1/30$ (ϵ ist eine Parametrisierung der Viskosität) zeigen, daß bei der optischen Tiefe $\tau = 2/3$ bis zu einem Abstand von $r = 10^4$ cm vom Weißen Zwerg der in die Atmosphäre eintretende Strahlungsfluß konstant ist; in den noch weiter außen liegenden Gebieten der Scheibe tritt Energieerzeugung durch Reibung - bei den für dieses Modell angenommenen Parametern - auch noch innerhalb der Atmosphäre auf. Die im vorigen Kapitel mit Hilfe von Schwarzen Strahlern angestellten Abschätzungen über Beiträge einzelner Gebiete der Scheibe zur Gesamtstrahlung zeigten, daß im optischen und ultravioletten Strahlungsbereich die Beiträge der äußersten Scheibe vergleichsweise unwichtig werden. Es wird also vermutlich keinen großen Fehler für das resultierende Gesamtspektrum bedeuten, wenn auch für die Außengebiete der Scheibe angenommen wird, die gesamte Energieerzeugung finde weit unterhalb der Atmosphäre statt.

Sehr viel kritischer ist, daß nach denselben Rechnungen für Abstände vom Weißen Zwerg größer als etwa 10^{10} cm die optisch dicke Scheibe ($z < z_0$) bis zur optischen Tiefe $\tau = 2/3$ im inneren konvektiv ist (Fig. V.1), sodaß nicht anzunehmen ist, daß die Atmosphäre dieses Gebietes radiativ ist. Eine Behandlung konvektiver Atmosphären ist bisher nur mit Hilfe der Mischungswegtheorie möglich, die aber keine sehr befriedigenden Ergebnisse liefert, bei Akkretionsscheiben insbesondere nicht ohne den ge-

samen vertikalen Aufbau der Akkretionsscheibe in die Rechnungen einzubeziehen, was im Rahmen dieser Arbeit nicht beabsichtigt ist. Da aber der Strahlungsbeitrag dieser äußeren Scheibe so gering ist, scheint es gerechtfertigt zu fordern, daß sich die gesamte Atmosphäre einer Akkretionsscheibe im Strahlungsgleichgewicht befindet, Energietransport also ausschließlich über radiative Prozesse stattfindet. Damit ist die Annahme gerechtfertigt, daß die mit Gl. III.10 gegebene Temperatur

$$T^*(r) = \frac{3}{8} \frac{\gamma}{\pi} \frac{M_{WD}}{\sigma r^3} \dot{M} \left(1 - \frac{\sqrt{R_{WD}}}{\sqrt{r}} \right)$$

gleich der Effektivtemperatur der Atmosphäre in dem gegebenen Punkt r ist.

Bei optischen Tiefen $\tau \gg 1$, im inneren der Scheibe weit unterhalb der Atmosphäre, haben emittierte Photonen praktisch keine Möglichkeit aus dem System zu entweichen, ohne vorher absorbiert zu werden. Das Strahlungsfeld ist in sehr guter Näherung isotrop und es herrscht thermodynamisches Gleichgewicht; $S_\nu \rightarrow B_\nu(T(\tau))$. Entwicklung von $S_\nu(\tau)$ in eine Taylor-Reihe ergibt

$$S_\nu(t) = B_\nu(\tau_\nu) + \frac{dB_\nu}{d\tau_\nu} (t - \tau_\nu) + \frac{1}{2} \frac{d^2 B_\nu}{d\tau_\nu^2} (t - \tau_\nu)^2 + \dots$$

Gl. V.13

Daraus ergibt sich für die Lösung der Strahlungstransportgleichung (Gl. V.9):

$$I_\nu(\mu, \tau_\nu) = B_\nu(\tau_\nu) + \mu \frac{dB_\nu}{d\tau_\nu} + \mu^2 \frac{d^2 B_\nu}{d\tau_\nu^2} + \dots$$

Gl. V.14

Die sog. Diffusionsnäherung besagt, daß in recht guter Näherung in obiger Gleichung Ableitungen höherer als erster Ordnung vernachlässigt werden können. Für die Momente der Intensität ergibt sich dann

$$J_\nu(\tau_\nu) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu(\mu, \tau_\nu) d\mu \approx B_\nu(\tau_\nu)$$

Gl. V. 15

$$H_\nu(\tau_\nu) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu I_\nu(\mu, \tau_\nu) d\mu \approx \frac{1}{3} \frac{dB_\nu(\tau_\nu)}{d\tau_\nu}$$

Gl. V.16

$$=: \frac{F_\nu(\tau_\nu)}{4}$$

$$K_\nu(\tau_\nu) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu^2 I_\nu(\mu, \tau_\nu) d\mu \approx \frac{1}{3} B_\nu(\tau_\nu)$$

Gl. V.17

und folglich $J_\nu(\tau_\nu) = 3 K_\nu(\tau_\nu)$ im Grenzfall isotroper Strahlung: $\tau \rightarrow \infty$

In der Eddingtonschen Näherung wird zur weiteren Vereinfachung angenommen, die Relation

$$J(\tau) = 3 K(\tau) \quad \text{Gl. V.18}$$

gelte exakt in jeder Tiefe in der Atmosphäre:

$$J(\tau) = 3 K(\tau) \quad \text{Gl. V.19}$$

Das aus V.16 und V.17 sich ergebende Integral

$$K(\tau) = \frac{1}{4} F(\bar{\tau}) \bar{\tau} + C \quad \text{Gl. V.20}$$

läßt sich dann schreiben als

$$\begin{aligned} J(\tau) &= \frac{3}{4} F(\bar{\tau}) \bar{\tau} + C = \\ &:= \frac{3}{4} F(\bar{\tau} + q(\bar{\tau})) = \\ &= \frac{3}{4} \frac{\sigma}{\pi} T_{\text{eff}}^4 (\bar{\tau} + q(\bar{\tau})) \end{aligned} \quad \text{Gl. V.21}$$

Mit der grauen Näherung folgt aus Gl. V.3

$$J(\bar{\tau}) = S(\bar{\tau}) = B(T(\bar{\tau})) = \frac{1}{\pi} \sigma T^4(\bar{\tau})$$

und in Kombination mit V.21 erhält man

$$T^4(\bar{\tau}) = \frac{3}{4} T_{\text{eff}}^4 (\bar{\tau} + q(\bar{\tau})) \quad \text{Gl. V.22}$$

Lösung der winkelintegrierten Milne-Gleichung für $F(\tau)$ unter Berücksichtigung der Eddington-Näherung liefert

$$q(\bar{\tau}) = \frac{2}{3}$$

und somit

$$T^4(\bar{\tau}) = \frac{3}{4} T_{\text{eff}}^4 \left(\bar{\tau} + \frac{2}{3} \right) \quad \text{Gl. V.23}$$

Bei der Annahme frequenzunabhängiger Größen des Strahlungsfeldes muß eine geeignete mittlere Opazität definiert werden. Je nachdem welche Größe des Strahlungsfeldes einigermaßen exakt beschrieben werden soll, sind verschiedene Ansätze für eine Opazitätsmitte-

lung möglich. Hier ist der Rosslandsche Mittelwert gewählt worden, der eine korrekte Darstellung des integrierten Energieflusses

$$\int_0^\infty F_\nu d\nu = F$$

gewährleistet. Er ist definiert als

$$\chi^{-1} \equiv \frac{\int_0^\infty \chi_\nu^{-1} \frac{\partial K_\nu}{\partial z} d\nu}{\int_0^\infty \frac{\partial K_\nu}{\partial z} d\nu} \quad \text{Gl. V.24}$$

(Mihalas, 1978). Die Größen K_ν sind wiederum nicht von vornherein bekannt, da sie von der Intensität des Strahlungsfeldes abhängen. Mit der ohnehin schon gemachten Diffusionsnäherung und der Eddingtonschen Näherung gilt

$$K_\nu = \frac{1}{3} J_\nu \quad \text{Gl. V.25}$$

und

$$J_\nu = B_\nu \quad \text{Gl. V.26}$$

womit folgt

$$\frac{\partial K_\nu}{\partial z} = \frac{1}{3} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} \frac{dT}{dz} \quad \text{Gl. V.27}$$

und der Rosslandsche Mittelwert läßt sich schreiben als

$$\begin{aligned} \chi^{-1} &= \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\chi_\nu} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu}{\int_0^\infty \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu} = \\ &= \frac{\pi}{4 \sigma T^3} \int_0^\infty \chi_\nu^{-1} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu \end{aligned} \quad \text{Gl. V.28}$$

Es ist hierbei zu beachten, daß die Diffusionsnäherung Gültigkeit nur in Tiefen hat, für die gilt $\tau \gg 1$, der Rosslandsche Mittelwert aber zur Darstellung der frequenzunabhängigen Opazität in allen optischen Tiefen ($0 < \tau < 20$) herangezogen wird. Für eine beliebige vorgegebene Temperaturschichtung einer Modellatmosphäre (z.B. für die hier verwendete Eddingtonsche Näherung) ist nicht gewährleistet, daß der gesamte in diese Atmosphäre eintretende Fluß auch wieder abgestrahlt wird. Insbesondere der in starken Kontinua absorbierte Fluß führt, falls Flußkonstanz gilt, zu einer Anhebung der emittierten Strahlung in anderen Wellenlängen-

bereichen. Dies gilt analog für die in Spektrallinien absorbierte Energie; in diesem Fall spricht man von "line blanketing" bzw. von "geblankten" Spektren.

Um die Größenordnung des hierdurch in den synthetischen Spektren gemachten Fehlers abzuschätzen wurden optische Spektren der auf die oben beschriebene Weise berechneten Modellatmosphären mit flußkonstanten Modellen verglichen, bei denen zusätzlich line blanketing berücksichtigt wurde.

Fig. V.3. zeigt Spektren zweier Modellatmosphären für die Parameter $\lg g \approx 5.0$, $T_{\text{eff}} = 12700$ K. Die Änderung der Temperaturschichtung der Atmosphäre hat Auswirkungen sowohl auf die kontinuierliche Strahlungsverteilung als auch auf die Linienprofile. Da die äußeren Atmosphärenschichten des geblankten flußkonstanten Modells kühler sind als die des ungeblankten, werden die Linien stärker. Im flußkonstanten Spektrum verläuft das optische Kontinuum steiler als im nicht flußkonstanten, vor allem wird entsprechend der größeren Linienstärke der Balmersprung größer; beides ist vor allem eine Folge der Umverteilung des im Lymankontinuum abgeblockten Strahlungsflusses.

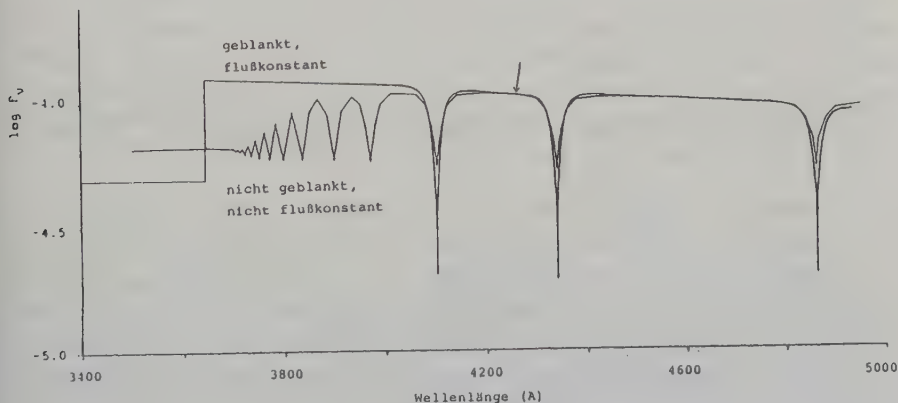


Fig. V.3. Vergleich der winkelintegrierten optischen Spektren eines flußkonstanten geblankten und eines nicht flußkonstanten ungeblankten Atmosphärenmodells für $\lg g \approx 5.0$, $T_{\text{eff}} = 12700$ K. Die Flüsse sind bei $\lambda = 4260$ Å gefittet (Pfeil). Die höheren Serienglieder wurden in dem Spektrum des flußkonstanten Modells nicht berücksichtigt.

Die Änderung der Flußverteilung, die durch Erhaltung der Flußkonstanz in den Spektren entsteht, ist deutlich. Sie scheint generell jedoch nicht so groß zu sein, daß sie bei der Berechnung von Spektren von Akkretionsscheiben unbedingt berücksichtigt werden müßte, sofern, wie in der vorliegenden Arbeit, nur größenordnungsmäßige Effekte untersucht werden. Das Kontinuum wird etwas zu flach verlaufen; die Linien werden etwas zu schwach sein; der Balmersprung der Gesamtspektren der Akkretionsscheiben wird zu klein ausfallen. - In Anbetracht des bedeutenden Mehraufwandes an Rechenzeit bei der Erhaltung der Flußkonstanz in den Spektren wurden aber die oben beschriebenen Unzulänglichkeiten in Kauf genommen, und in keinem der Modelle ist Flußkonstanz gewährleistet. Beim Vergleich der synthetischen Scheibenspektren dieser Arbeit mit Ergebnissen anderer Autoren wird dieser Punkt aber zu berücksichtigen sein (Kap. VIII).

Auf die Berechnung der mittleren Opazität und der frequenzunabhängigen kontinuierlichen Opazitäten wird in Kapitel V.3 näher eingegangen werden.

Die letzte noch fehlende Gleichung zur Berechnung einer Modellatmosphäre ist eine Gleichung für die Druckschichtung $P(\tau)$ in Abhängigkeit von der optischen Tiefe. Die Annahme die Akkretionsscheibe befinde sich an jeder Stelle in vertikaler Richtung im hydrostatischen Gleichgewicht, ist bereits implizit gemacht worden (Gl. III.9). Damit gilt die hydrostatische Gleichung, die einen Zusammenhang zwischen Druck P , Dichte ρ , geometrischer Höhe z , der vertikalen Gravitationsbeschleunigung g_z und der Strahlungsbeschleunigung g_{rad} herstellt:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = - (g_z - g_{\text{rad}}) \quad \text{Gl. V.29}$$

Die Bedeutung des Strahlungsdruckes ist leicht abzuschätzen: Er wird wichtig in der Nähe des Eddington-Limit

$$g_{\text{crit}} = \frac{n_e \sigma_e}{\rho} \frac{\sigma T_{\text{eff}}^4}{c} \quad \text{Gl. V.30}$$

(Mihalas, 1972), das in Fig. V.1 ebenfalls eingezeichnet ist. Im Fall der hier untersuchten Akkretionsscheiben sind die Gravitationsbeschleunigungen immer viel zu groß, als daß Strahlungsdruck eine wesentliche Rolle spielen könnte.

Definitionsgemäß gilt

$$d\tau = \kappa dz$$

Gl. V.31

woraus sich schließlich ergibt

$$\frac{dP}{d\tau} = - \frac{g_z}{\kappa} \rho$$

Gl. V.32

V.3. Berechnung einer Wertetabelle für Absorptionskoeffizienten, Elektronen- und Kerndruck, sowie Gasdichte als Funktionen von Temperatur und Druck

Ein Programm zur Berechnung kontinuierlicher Absorptionskoeffizienten wurde mir freundlicherweise von T. Gehren und K.P. Hartmann zur Verfügung gestellt. Eine Beschreibung dieses Programmes ist zu finden in Gehren (1975a); es soll hier nur knapp die prinzipielle Funktionsweise dargestellt werden.

Da eine Berechnung des Absorptionskoeffizienten numerisch sehr aufwendig ist, wird er nicht gesondert an jeder betrachteten Stelle einer Atmosphäre berechnet, sondern es wird für fest vorgegebene Werte von Temperatur T und Druck P ein Gitter von $\kappa(T,P)$ -Werten berechnet, in dem die tatsächlich gesuchten Werte interpoliert werden. Vorzugeben sind dabei neben den Werten für T und P die chemischen Häufigkeiten der berücksichtigten Elemente und diejenigen Wellenlängen, an denen die kontinuierliche Absorption berechnet werden soll.

Aus den mir ebenfalls freundlicherweise zur Verfügung gestellten vollständigen Datenausdrucken der Modelle von Meyer und Meyer-Hofmeister (1983) konnten die Größenordnungen der in Scheibenatmosphären auftretenden Druck- und Temperaturwerte festgestellt werden, aus grauen Atmosphärenschichtungen, die Meyer und Meyer-Hofmeister zu jeder ihrer vertikalen Scheibenstrukturen berechneten. In Fig. V.4 sind die so erhaltenen Wertepaare dargestellt.

Es wurde entschieden, die Parameter einzuschränken auf

$$\begin{aligned} .5 \leq \lg P \leq 9 & \quad , \Delta \lg P = .5 \\ 3.5 \leq \lg T \leq 5.5 & \quad , \Delta \lg T = .1 \end{aligned}$$

Atmosphären sollen jeweils in den Bereichen $10^{-5} \leq \tau \leq 20$ berechnet werden.

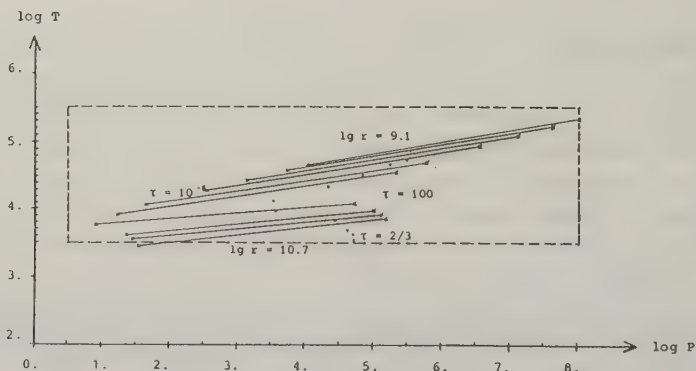


Fig. V.4. Größenordnung der in den Atmosphären von Akkretionsscheiben vorkommenden Werte von Temperatur und Druck. Für ein Modell mit $M_{\text{WD}} = 1 M_{\odot}$, $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$ und $\alpha = 1/30$ von Meyer und Meyer-Hofmeister (1983) sind die Wertepaare $(\tau, \lg P)$ bei den optischen Tiefen $\tau = 100, 10, 2/3, 1/2$ und 10^{-5} ($\times 10^{-4}$) an den Radiuspunkten $\lg r = 9.1, 9.2, 9.4, 9.6, 9.9, 10.1, 10.3, 10.5, 10.6$, die Punkte bei $\tau = 100$ und $\tau = 10^{-5}$ desselben $\lg r$ durch eine gerade Linie miteinander verbunden (diese Linie entspricht nicht der Änderung von P und T mit der optischen Tiefe).

Die Absorptionskoeffizienten bei niedrigen Temperaturen sind mit größter Vorsicht zu betrachten, da in diesem Bereich molekulare Absorptionen, sowie Konvektion (siehe Fig. V.1) wichtig werden, und beides wird in den Rechnungen nicht berücksichtigt.

Wellenlängen, an denen die kontinuierliche Absorption zu bestimmen ist - aus denen wiederum die Rosslandsche mittlere Opazität bestimmt wird - wurden so festgelegt, daß alle bei den zulässigen Temperaturen möglicherweise im optischen und ultravioletten Spektralbereich stärker hervortretenden Absorptionskanten berücksichtigt sind (Tab. V.2).

Die Absorption wird nahe ober- und unterhalb jeder Kante bestimmt. Zusätzlich liegt in der Mitte zwischen zwei so bestimmten Wellenlängen-Stützpunkten noch ein weiterer Stützpunkt. Das Spektrum soll zwischen Wellenlängen von 100 und 10^5 Å berechnet werden. Auf diese Weise ergaben sich insgesamt 89 Wellenlängenpunkte, an denen κ_{cont} berechnet wird.

Tablle V.2.

Bei der Berechnung des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten
berücksichtigte Absorptionskanten

Wellenlänge (A)	Element und Ionisationsstufe	Ausgangsniveau
227.94	He II	(n=1)
302.	Ne II	² p
504.3	He I	1 ¹ s
852.2	N I	4 ¹ s
911.76	H I	(n=1)
	He II	(n=2)
	O I	³ p
1019.2	N I	² d
1100.	C I	³ p
1129.9	N I	² p
1239.	C I	¹ d
1444.	C I	¹ s
1524.4	Si I	³ p
1585.5	Fe I	a ⁵ d
1621.5	Mg I	¹ s
1682.1	Si I	¹ d
1785.2	Fe I	a ⁵ f
1958.2	Fe I	a ³ f
1986.	Si I	¹ s
2080.2	Ca I	¹ s
2051.46	He II	(n=3)
2078.8	Al I	² p
2513.8	Mg I	³ p
2601.	He I	2 ¹ s
3647.04	H I	(n=2)
	He II	(n=4)
	He II	(n=5)
5698.5	Al I	² p
6528.3	H I	(n=3)
8205.84	He I	(n=3)
	He II	(n=6)

Bei der Berechnung der Absorptionskoeffizienten wurden die in
Tabelle V.3 aufgeführten Prozesse berücksichtigt.

Eine genaue Angabe der Formeln, nach denen die einzelnen Prozesse
berechnet wurden, sowie eine Beschreibung der Programmstruktur
ist in Gehren (1975a) zu finden.

Vorausgesetzt wird ein ideales Gas im thermodynamischen Gleichge-
wicht. Die zu befriedigenden Erhaltungsgleichungen sind die für

Ionisationsgleichgewicht,
Ladungserhaltung und
Massenerhaltung.

Die Zustandssummen der Ionen werden nach Traving et al. (1966)
und Baschek et al. (1966) berechnet. Der Elektronendruck P_e
ergibt sich zu

Tabelle V.3

Bei der Berechnung des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten
berücksichtigte Prozesse

$H-I$ (gebunden - frei und frei - frei)
 H^+ (gebunden - frei und frei - frei)
 H_2^+ (gebunden - frei und frei - frei)
 H_2 - Quasimolekül
 $He I$ (gebunden - frei, ab $n = 3$ wasserstoffähnlich)
 $He II$ (gebunden - frei, wasserstoffähnlich)
 He (frei - frei)
 $C I, N I, O I$ (gebunden - frei, wesentliche Niveaus)
 $Mg I, Al I, Si I, S I, Ca I, Fe I$ (gebunden - frei,
 wesentliche Niveaus, teilweise wasserstoffähnlich)
 $Ne II$ (gebunden - frei, wesentliche Niveaus zusammen-
 gefaßt)
 alle noch nicht berücksichtigten Ionen (frei - frei,
 wasserstoffähnlich)
 Thomson-Streuung

$$P_e = n_e k T \quad \text{Gl. V.33}$$

der Kerndruck P_k zu

$$P_k = P_g - P_e \quad \text{Gl. V.34}$$

und die Gasdichte ρ zu

$$\rho = n \sum_i \epsilon_i \mu_i \quad \text{Gl. V.35}$$

Letztenendes wird nach Gl. V.28 der Rosslandsche mittlere Absorptionskoeffizient bestimmt.

V.4. Untersuchung der Modellatmosphären

Um es noch einmal zusammenfassend zu verdeutlichen: berechnet werden die Atmosphären von geometrisch dünnen, in der Zentralebene optisch dicken stationären Akkretionsscheiben in kataklysmischen Variablen. Die Einschränkung auf optisch dicke Scheiben impliziert, daß nur novaähnliche Sterne (des Typs UX Ursae Majoris) und Zwergnovae während des Ausbruchs beschrieben werden. Die Atmosphäre einer Akkretionsscheibe, eines "Modells", wird aus mehreren konzentrischen Teilatmosphären, den "Ring", zusammengesetzt. Die Modellatmosphären (Temperatur - Druck - Schichtungen) der einzelnen "Ringe" werden alle im LTE in der Eddingtonschen Näherung berechnet. Ausgehend von diesen Schichtungen werden die winkelabhängigen kontinuierlichen und Linienspektren jedes "Ring" berechnet. Aus der Integration über all diese

Tabelle V.4

Parameter der berechneten Strahlungsmodelle von
stationären Akkretionsscheiben

Modell	M_{vs} ($M_{\odot}$)	$\lg \dot{M}$ ($M_{\odot}/\text{Yr}$)	$\lg r_i$ (cm)	$\lg r_a$ (cm)	α^* $=$ $\text{atg}(z_0/r)$	Bemerkung
A1a	1	-9	9.2	10.6	M	
A1b	1	-9	9.3	10.6	M	
A1c	1	-9	9.4	10.6	M	
A1d	1	-9	10.3	10.6	M	
A1e	1	-9	9.2	10.5	M	
A1f	1	-9	9.2	9.9	M	
A1g	1	-9	9.6	10.5	M	
A1h	1	-9	10.3	10.5	M	
Z1	1	-9	9.2	10.6	.05	
Z2a	1	-9	9.2	10.6	.5	
Z2b	1	-9	9.2	10.5	.5	
Z3	1	-9	9.2	10.6	1.5	
Z4a	1	-9	9.2	10.6	2.5	
Z4b	1	-9	9.2	10.5	2.5	
Z4c	1	-9	9.9	10.6	2.5	
Z4d	1	-9	9.2	9.5	2.5	
Z5a	1	-9	9.2	10.6	5.	
Z5b	1	-9	9.2	10.5	5.	
Z6a	1	-9	9.2	10.6	10.	
Z6b	1	-9	9.2	10.5	10.	
Z7	1	-9	9.2	10.6	15.	
Z8	1	-9	9.2	10.6	20.	
Z9	1	-9	9.2	10.6	25.	
G1	1	-9	9.2	10.6	.05	g
G2	1	-9	9.2	10.6	.5	g
G3	1	-9	9.2	10.6	1.5	g
G4	1	-9	9.2	10.6	10.	g
G5	1	-9	9.2	10.6	15.	g
G6	1	-9	9.2	10.6	20.	g
G7	1	-9	9.2	10.6	25.	g
G8a	1	-9	9.2	10.6	M	g
G8b	1	-9	9.2	10.5	M	g
MS1	.5	-9	9.2	10.5	M	
MS2	.8	-9	9.2	10.5	M	
MS3	1.3	-9	9.2	10.5	M	
MP1	1	-7	9.2	10.6	2.5	
MP2	1	-8	9.2	10.6	2.5	
MP3	1.3	-7	9.2	10.6	2.5	
T1	1	-9	9.2	10.6	.5	T
T2a	1	-9	9.2	10.6	M	T
T2b	1	-9	9.2	10.5	M	T
DR1	1	-9	9.2	10.6	M	$\Delta=.05$
DR2	1	-9	9.2	10.6	M	$\Delta=.2$

* "M" steht für Verwendung der vertikalen Struktur der optisch dicken Scheibe nach Meyer, Meyer-Hofmeister (1983).
"g" bedeutet, daß mit konstantem $g_z(r)$ gerechnet wurde.
"T" bezeichnet Modelle, in denen die Effektivtemperatur durch Gl. VII.2. gegeben ist.

unter einem bestimmten Winkel emittierten Teilspektren ergibt sich - bei Berücksichtigung der Linienverbreiterung durch Keplerrotation der Scheibe - das Gesamtspektrum eines Akkretionsscheibenmodells ebenfalls unter diesem Winkel. - Eine Zusammenstellung aller berechneten Modelle von Akkretionsscheiben findet sich in Tabelle V.4.

Um die Struktur der Teilatmosphären der Akkretionsscheiben genauer zu untersuchen, wird das Modell Ala ausgewählt, da hierfür auch die Schichtung für $\tau \gg 1$ berechnet ist (Meyer, Meyer-Hofmeister, 1983).

Fig.V.5 zeigt die Schichtungen von Temperatur T , Druck P , Dichte ρ und optischer Tiefe τ für verschiedene "Ringe". Die Temperatur-Schichtung ist durch Gl.V.23 fest an die optische Tiefe gekoppelt, daher der sehr glatte und für alle radialen Punkte ähnliche Verlauf. Die Temperatur fällt in der äußeren Atmosphäre nur noch sehr wenig, wächst zum Scheibenzentrum hin stark an. τ , P und ρ sind bestimmt durch den Absorptionskoeffizienten κ und die Gravitationsbeschleunigung g . In allen Diagrammen spiegelt sich eine Änderung der Struktur der Atmosphäre durch die Ionisation des Wasserstoff wieder. Bei Temperaturen unter etwa 10^4 K (entsprechend hier $\lg r = 10$.) bestimmt der Anteil des bereits ionisierten Wasserstoffs die Atmosphärenstruktur so, daß die Ver-

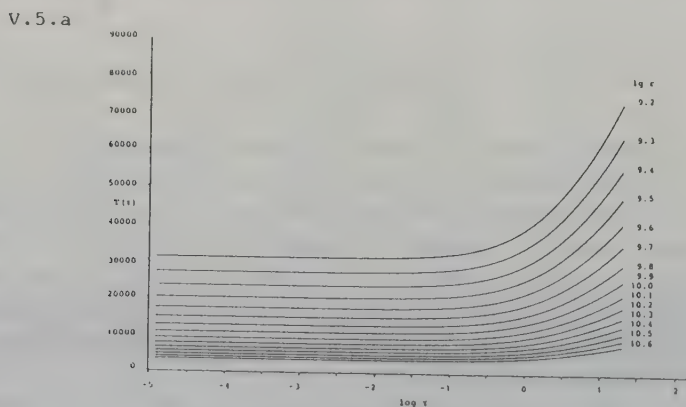
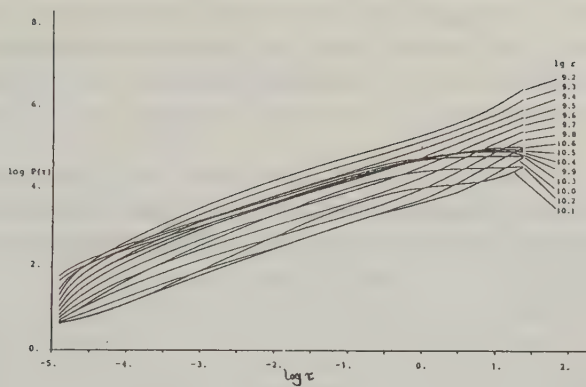
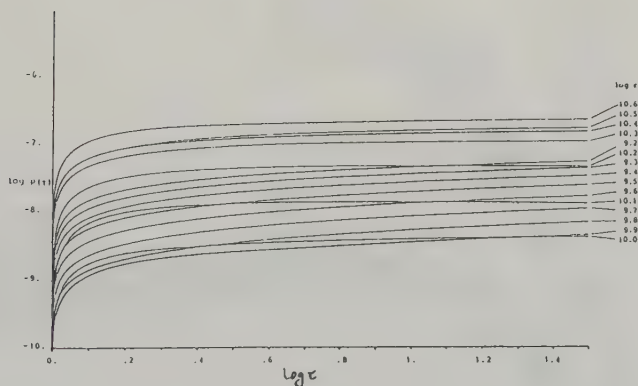


Fig. V. 5. Modellatmosphären einer stationären Akkretionsscheibe am Beispiel des Modells Ala für verschiedene "Ringe". a) Änderung der Temperatur mit der optischen Tiefe; b) Änderung des Druckes mit der optischen Tiefe; c) Änderung der Dichte mit der optischen Tiefe; d) Änderung der Temperatur mit dem Druck.

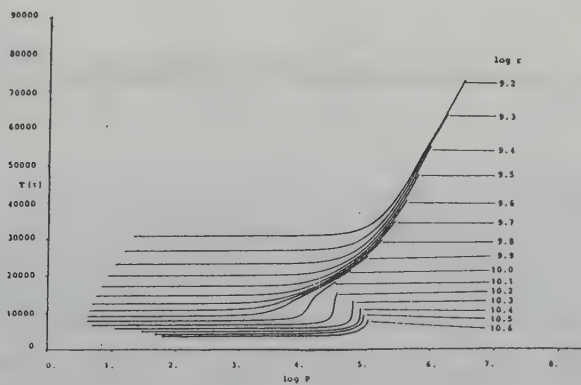
V.5.b



V.5.c



V.5.d



läufe von P , ρ und τ in jeder Atmosphäre anders sind. Ist der Wasserstoff einmal vollständig ionisiert, werden sich die Schichtungen an den verschiedenen Radiuspunkten sehr ähnlich und unterscheiden sich im wesentlichen nur durch Skalierungsfaktoren. Ionisation des Helium und schwererer Elemente macht sich praktisch nicht bemerkbar.

Die einzelnen Atmosphären wurden berechnet wie normale Sternatmosphären, mit dem einzigen Unterschied, daß die Gravitationsbeschleunigung mit abnehmender optischer Tiefe wächst, statt wie in

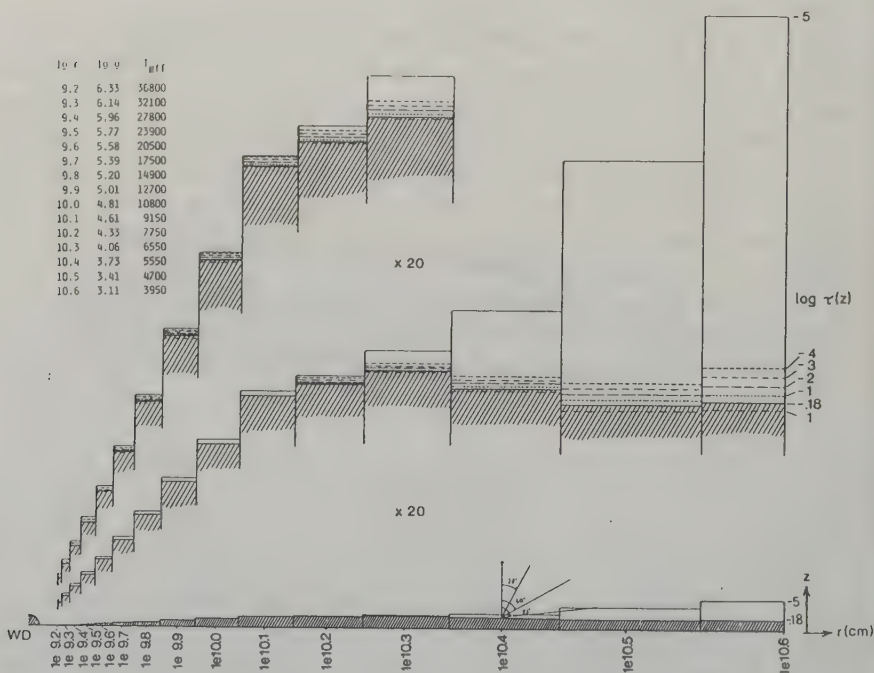


Fig. V.6.a $\tau - z$ - Struktur des Modells Ala. Im unteren Bildteil sind die vertikale (z) und die horizontale (r) Achse in demselben linearen Maßstab dargestellt; schraffiert sind Gebiete mit $\tau > 2/3$; die Höhen $z(\tau = 2/3)$ und $z(\tau = 10^{-5})$ sind eingezeichnet. Im mittleren Bildteil ist bei Beibehaltung der horizontalen Skala die vertikale um einen Faktor 20 gedehnt; die Höhen $z(\tau = 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, .1, 2/3, \text{ und } 10)$ sind eingezeichnet. Um auch die Atmosphärenstruktur in nahe dem Weißen Zwerg gelegenen Gebieten noch deutlich zu machen, ist die vertikale Skala im obersten Bildteil um einen weiteren Faktor 20 expandiert worden. Winkel $i = 28^\circ, 60^\circ$ und 83° , unter denen die von der Scheibe emittierte Strahlung untersucht werden wird, sind bei $\lg r = 10.4$ angetragen.

Sternen fällt. Die sich hierdurch ergebenden Änderungen im Aufbau der Atmosphäre sind sehr unwesentlich - in Kapitel VII.2.3 wird auf diese Unterschiede näher eingegangen. Die Vertikale Schichtung der Atmosphäre an irgendeinem Punkt der Scheibe entspricht also ziemlich gut der einer konventionellen Sternatmosphäre mit gleichem $\log g$ und T_{eff} .

Die Unterteilung einer Akkretionsscheibe in voneinander völlig unabhängige "Ringe" wurde aus numerischen Gründen vorgenommen, ohne daß zunächst abgeschätzt werden konnte, welche Konsequenzen sich dadurch z.B. an den Grenzschichten ergeben. Dies kann nun untersucht werden.

Fig. V.6.a zeigt die $\tau - z$ - Struktur des Modelles Ala. Im unteren Bildteil haben horizontale und vertikale Achsen denselben Maßstab; der Deutlichkeit halber ist die z - Koordinate in den oberen Bildteilen um einen Faktor 20 bzw. 40 gedehnt worden.

Außer in der äußersten (kühlen) Scheibe ist die Atmosphäre erheblich dünner als die darunter liegende optisch dicke Scheibe. Obwohl bei geometrisch dünner optisch dicker Scheibe die Gravi-

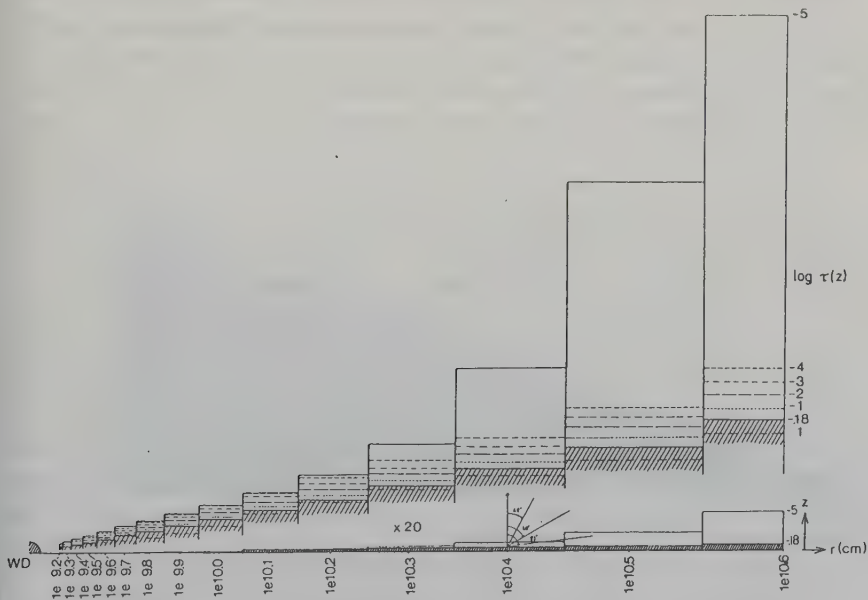


Fig. V.6.b $\tau - z$ - Struktur des Modells Z1a. Darstellung wie in Fig. V.5.a.

tation abnimmt, werden erst bei einem Winkel von $\arctg z/r$ um $.10$ optisch dicke Scheibe und Atmosphäre in ihrer Ausdehnung vergleichbar (Fig. V.6.b). Solange die Atmosphäre erheblich dünner ist als der Rest der Scheibe, und also nur vergleichsweise wenig Materie in der Scheibe enthalten ist, ist die Annahme gerechtfertigt, daß die gesamte Energieerzeugung an einem Radiuspunkt unterhalb der optischen Tiefe $\tau = 1$ stattfindet, und es ist sinnvoll von einer Effektivtemperatur an dieser Stelle der Scheibe zu sprechen.

Eine weitere Annahme, die bei der Berechnung der Atmosphäre gemacht wurde, ist, daß formal jede einzelne Atmosphäre (jeder "Ring") parallel zur Rotationsebene unendlich ausgedehnt ist. Unter dieser Annahme wurde die unter verschiedenen Winkeln emittierte Strahlung berechnet. Es erhebt sich die Frage, ob unter einem dieser Winkel emittierte Strahlung das System wirklich ungehindert verlassen kann, oder ob Wechselwirkungen mit anderen Ringen auftreten. Bei $\lg r = 10.4$ sind die bei den Rechnungen als repräsentativ gewählten Winkel (Kap. VI.2) von 28° , 60° und 83° in den Figs. V.6 der Deutlichkeit halber eingetragen. Daß es in unmittelbarer Nähe der Grenzflächen zu Wechselwirkungen kommt, ist unvermeidlich. Die Stärke der Wechselwirkung hängt außerdem von der Oberflächenform der optisch dicken Scheibe ab, die ihrerseits über die Gravitationsbeschleunigung wesentlich die geometrische Dicke der Atmosphäre bestimmt.

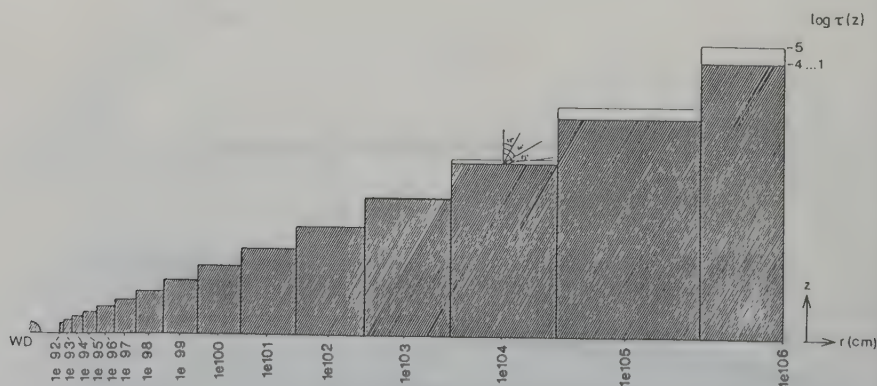


Fig. V.6.c $\tau - z$ - Struktur des Modells Z8a. Darstellung wie in Fig. V.5.a.

Bei Winkeln $\alpha = \text{atg}(z_0/r)$ von nur wenigen Grad kann von dem größten Teil der Scheibe die Strahlung auch bei großem Neigungswinkel noch praktisch ungehindert das System verlassen. In der äußeren Scheibe (ab etwa $\lg r = 10.4$ für Modell Ala und Z1a) tritt Wechselwirkung mit der Atmosphäre des benachbarten Ringes für mehr als 50 % der emittierten Strahlung auf, wodurch das beobachtete Spektrum verändert wird. Aber gerade diese äußeren kühlen Scheibengebiete liefern zur optischen und ultravioletten Strahlung kaum einen Beitrag. Es wird also in dieser Beziehung kein großer Fehler begangen, wenn eine Wechselwirkung der Ringe unberücksichtigt bleibt. Die Situation ändert sich natürlich, wenn die Scheibe sehr dick wird, wie Fig. V.6.c sofort erkennen läßt. In einem solchen Fall muß Absorption in der Atmosphäre der Scheibe selbst schon bei relativ kleinen Neigungswinkeln berücksichtigt werden.

Wichtiger als die Frage nach der Absorption der Strahlung im Nachbarring scheint die Frage, wie groß die lokalen Gradienten an den Grenzschichten sind.

Abhängig von der speziellen Geometrie der betrachteten Scheibe sind drei Grenzfälle möglich: erstens, an der Grenze zwischen zwei "Ring(en)" stößt die optisch dünne Atmosphäre des einen "Ring(es)" an optisch schon sehr tief liegende Schichten des Nachbar-"Ring(es)"; zweitens, die Atmosphären zweier benachbarter "Ringe" liegen geometrisch auf gleicher Höhe; drittens, eine Mischung aus den beiden Fällen liegt vor.

In Fig. V.7 sind für einige Grenzschichten die auf gleicher Höhe liegenden Werte von Temperatur, Druck und Dichte angegeben. Fig. V.8 zeigt das Temperaturprofil des Modells Ala in Verbindung mit den ihm entsprechenden Werten von Meyer, Meyer-Hofmeister (1983). Ähnliche Verläufe ergeben sich für die Logarithmen von Druck und Dichte. Zwei Schlüsse können aus diesen Bildern gezogen werden: In Innern der Scheibe sind die vertikalen Gradienten um einiges größer als die radialen, sodaß Strahlungs- und Materietransport vorzugsweise senkrecht zur Rotationsebene stattfinden. Wo Atmosphären an optisch dicke Gebiete des Nachbarringes stoßen, treten hingegen sehr große radiale Gradienten auf. In den äußeren Gebie-

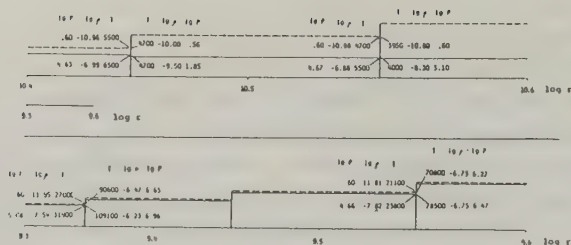


Fig. V.7. Werte von Dichte, Druck und Temperatur, die an den Grenzsichten zweier benachbarter "Ringe" auf gleicher geometrischer Höhe nebeneinander liegen (Modell A1a). Als Referenzpunkte gewählt wurden jeweils die optischen Tiefen $\tau = 2/3$ und $\tau = 10^{-5}$ des näher am Weißen Zwerg gelegenen Ringes (linker Ring in der Darstellung). Horizontale und vertikale Achsen haben jeweils denselben Maßstab, sind aber im oberen und unteren Bildteil verschieden.

ten dieses Modells ($r \gtrsim 10^{10.3}$) liegen die Atmosphären geometrisch auf etwa gleicher Höhe. Aus Fig. V.5.a ist abzulesen, daß die Temperatur in der Atmosphäre selbst abgesehen von Gebieten um $\tau = 1$ kaum noch fällt, die Effektivtemperatur der benachbarten Ringe sich aber um etwa 10^3 K unterscheidet; hier sind also an den Grenzsichten die radialen Gradienten größer als die vertikalen.

D.h. eine Berücksichtigung radialer Wechselwirkung wäre zumindest was die Berechnung der emittierten Strahlung angeht, durchaus wünschenswert, würde die numerische Behandlung des Problems aber enorm kompliziert machen. Die Gebiete, in denen sich die radialen Gradienten relevant auswirken, sind aber (Fig. V.6) im Vergleich zur Breite der Ringe nicht sehr groß. Die Ungenauigkeit, die dadurch entsteht, daß für die Atmosphäre ohnehin nur die graue Näherung verwendet und Blanketing-Effekte vernachlässigt wurden, dürfte vermutlich in etwa derselben Größenordnung liegen. Da das Ziel dieser Arbeit vor allem ist, größenordnungsmäßige Aussagen über die Strahlung von Akkretionsscheiben unter verschiedenen Bedingungen zu erhalten, scheint es gerechtfertigt, auch mit dieser groben Näherung nicht-wechselwirkender Ringe die Rechnungen fortzusetzen.

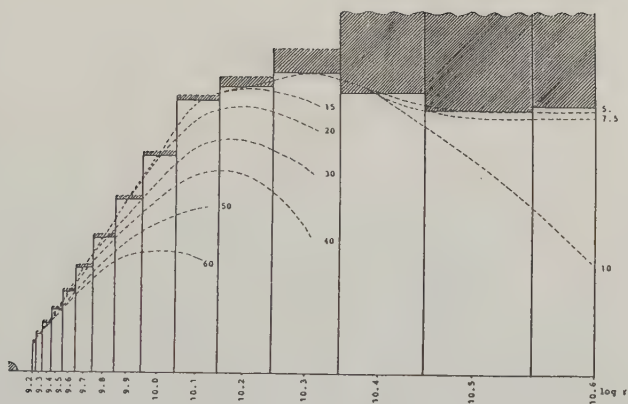


Fig. V.8. Temperaturprofil des Modells Ala. Die Isothermen sind mit der Temperatur T (10^3 K) markiert, schraffiert sind die Atmosphären ($\tau \leq 2/3$) eingezeichnet. Vertikale und horizontale Achse sind linear; die vertikale Achse ist gegenüber der horizontalen um einen Faktor 30 gedehnt.

VI. Berechnung der Linienspektren

VI.1. Allgemeines

Emissions-, Absorptions- und Streuprozesse der Teilchen (Atome, Ionen, Moleküle, Elektronen, Photonen) in einer Sternatmosphäre sind bestimmt einerseits durch die Besetzungszahlen der Niveaus, andererseits das Strahlungsfeld. Die entsprechenden Koeffizienten bestimmen den Grad der Wechselwirkung zwischen Materie und Strahlungsfeld. Solange die strenge Gültigkeit des LTE vorausgesetzt wird, ist definitionsgemäß jede Wechselwirkung zwischen Gas und Materie durch (nur) zwei rein lokale thermodynamische Größen - z.B. Temperatur und Anzahl der Teilchen einer bestimmten Art - vollständig bestimmt und unabhängig von Bedingungen in irgendeinem anderen Gebiet der Atmosphäre. Die Gleichungen von Boltzmann und Saha (Gln. V.1 und V.2) liefern die Besetzungszahlen ausschließlich als Funktionen von Temperatur und Druck an der betrachteten Stelle in der Atmosphäre. Davon unabhängig gilt Gl. V.11 bzw. V.12 und die Strahlungstransportgleichung (Gl. V.6) ist analytisch lösbar solange keine Streuung berücksichtigt wird.

Es wurde entschieden (Kap. V.1), die Atmosphären von Akkretions-scheiben im Rahmen dieser Arbeit in der Näherung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE) zu berechnen. Eine Gegenüberstellung des Rosselandschen Absorptionskoeffizienten, der Elektronenstreuung und der in der Atmosphäre auftretenden Werte von Temperatur und Druck (Fig. VI.1) zeigt, daß gerade in den nahe am Weißen Zwerg gelegenen Gebieten der Scheibe, die vor allem die optische und ultraviolette Strahlung bestimmen, Elektronenstreuung (Thomson-Streuung) wichtig ist. Sie soll in vertikaler Richtung berücksichtigt werden. Rayleigh-Streuung an Molekülen, variiert zwar mit λ^{-4} , d.h. spielt im Prinzip gerade im UV eine große Rolle, einen merklichen Beitrag liefert sie aber erst bei relativ niedrigen Temperaturen, weit außen in der Scheibe, die zur UV-Strahlung sowieso nicht beitragen - sie wird daher vernachlässigt.

Bei Berücksichtigung der Elektronenstreuung - einer nicht-lokalen Größe - in der Quellfunktion gilt natürlich nicht mehr die Relation $S_{\nu} = B_{\nu}$, sondern nur noch ein Teil von S_{ν} ist durch das lokale Strahlungsfeld bestimmt, der Rest durch Strah-

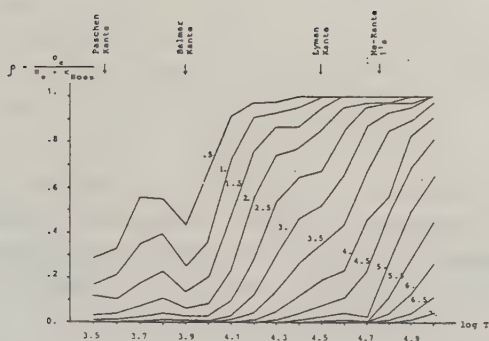


Fig. VI.1. Abhängigkeit des Rosselandschen Absorptionskoeffizienten k_{Ross} und des Elektronenstreuungskoeffizienten σ_e von Temperatur T und Gasdruck p . Die Linien $p(\lg p)$ sind mit $\lg p$ markiert. Die Beeinflussung des Absorptionskoeffizienten durch starke Absorptionskanten ist deutlich sichtbar.

lung in ganz anderen Gebieten der Atmosphäre. Speziell in den optisch dünnen Gebieten der inneren Akkretionsscheibe ist ein extrem anisotropes Strahlungsfeld durch verschiedene Arten von Ein- und Bestrahlung zu erwarten, dessen numerische Behandlung aber praktisch nicht möglich scheint. Voraussetzungsgemäß wird in der derzeitigen Version der Modellrechnungen von jeglicher Art von Wechselwirkung zwischen verschiedenen Teilen der Scheibe (abgesehen von vertikalen Wechselwirkungen) abgesehen. Formal wird von jeder einzelnen Atmosphäre ($\lg g_z(r)$, $T_{\text{eff}}(r)$) angenommen sie sei in horizontaler Richtung unendlich ausgedehnt - in praxi begrenzt durch die benachbarten Ringe. Auf diese Weise wird es möglich die in Sternatmosphärenrechnungen übliche Definition einer mittleren Intensität

$$J_\nu(\tau) := \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu(\mu, \tau) d\mu \quad \text{Gl. VI.1}$$

einzuführen. Sie soll Streuprozesse bestimmen, die nun definitionsgemäß als isotrop angenommen werden. Für die Quellfunktion ergibt sich dann

$$S_\nu(\tau) = \frac{\kappa_\nu(\tau_\nu)}{\sigma_\nu(\tau_\nu) + \kappa_\nu(\tau_\nu)} B_\nu(T(\tau_\nu)) + \frac{\sigma_\nu(\tau_\nu)}{\sigma_\nu(\tau_\nu) + \kappa_\nu(\tau_\nu)} J_\nu(\tau_\nu) \quad \text{Gl. VI.2}$$

Die Strahlungstransportgleichung

$$\mu \frac{dI_v(\mu, \tau_v)}{d\tau_v} = I_v(\mu, \tau_v) - \frac{\kappa_v(\tau_v)}{\sigma_v(\tau_v) + \kappa_v(\tau_v)} B_v(T(\tau_v)) + \frac{\sigma_v(\tau_v)}{\sigma_v(\tau_v) + \kappa_v(\tau_v)} \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_v(\mu, \tau_v) d\mu$$

Gl. VI.3

ist damit nicht mehr analytisch lösbar, es müssen numerische Näherungsverfahren angewandt werden. Im Prinzip sind mehrere Lösungsmethoden bekannt (Mihalas, 1972, Kap. 6). Als sehr zweckmäßig hat sich die Methode nach Feautrier erwiesen, die hier angewandt wurde.

VI.2. Lösung der Strahlungstransportgleichung nach Feautrier

Ein Algorithmus zur Lösung der Strahlungstransportgleichung nach Fautrier wurde mir von T. Gehren zur Verfügung gestellt. Die Funktionsweise soll in Folgenden kurz beschrieben werden, ausführliche Darstellungen finden sich in Gehren (1975b) und Mihałas, Heasley, Auer (1975).

Die zwei in der vorliegenden Form der Strahlungstransportgleichung (Gl. VI.3) auftretenden physikalischen Größen, durch die Wechselwirkung auftritt, sind die optische Tiefe τ und die Richtung $\mu = \cos i$ (s.Fig. V.2).

Außerdem sei daran erinnert, daß die Atmosphären lokal als plan-parallel geschichtet, isotrop und homogen angenommen werden.

Die Methode von Fautrier verlangt die Darstellung des zu lösenden numerischen Problems in Form einer Matrixgleichung. Die Strahlungstransportgleichung muß also umgeformt werden. (Da das Gleichungssystem für jede Wellenlänge separat gelöst werden muß, wird im folgenden der Index v unterschlagen.)

Die Intensität $I(\mu, \tau)$ wird zerlegt in einen symmetrischen und einen antisymmetrischen Anteil entsprechend der an der betrachteten Stelle einfallenden und der sie verlassenden Intensität:

$$I(\mu, \tau) := I(\mu, \tau) + I(-\mu, \tau) := I^+ + I^-$$

Gl. VI.4

und es wird definiert:

$$Y(\mu, \tau) := \frac{1}{2} (I^+ + I^-) := Y \quad \text{Gl. VI.5.a}$$

$$Z(\mu, \tau) := \frac{1}{2} (I^+ - I^-) := Z \quad \text{Gl. VI.5.b}$$

woraus folgt:

$$I^+ = Y + Z \quad \text{Gl. VI.6.a}$$

$$I^- = Y - Z \quad \text{Gl. VI.6.b}$$

weiter ergibt sich:

$$\begin{aligned} \mu \frac{dY}{d\tau} &= \mu \frac{d}{d\tau} \left(\frac{1}{2} I^+ + \frac{1}{2} I^- \right) = \\ &= \frac{1}{2} \mu \frac{dI^+}{d\tau} + \frac{1}{2} \mu \frac{dI^-}{d\tau} = \\ &= \frac{1}{2} (I^+ - S) - \frac{1}{2} (I^- - S) = \\ &= Z \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI^+}{d\tau} &= I^+ - S = \\ &= Y + Z - S = \\ &= \mu \frac{d}{d\tau} (Y + Z) = \\ &= \underbrace{\mu \frac{d}{d\tau} Y}_{= Z} + \underbrace{\mu \frac{d}{d\tau} Z}_{= \mu \frac{d}{d\tau} Y} \end{aligned}$$

Die Strahlungstransportgleichung für die aus der Atmosphäre aus-
tretende Strahlung $I^+(\mu, \tau)$ lautet somit:

$$\mu^2 \frac{d^2 Y}{d\tau^2} = Y - S \quad \text{Gl. VI.7}$$

Für die Momente der Intensität erhält man:

$$\begin{aligned} J &:= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I(\mu) d\mu = \\ &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I^+ d\mu + \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I^- d\mu = \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{2} \underbrace{\int_{-1}^0 I^+ d\mu}_{:=0} + \frac{1}{2} \int_0^1 I^+ d\mu + \frac{1}{2} \underbrace{\int_{-1}^0 I^- d\mu}_{:=0} + \frac{1}{2} \int_0^1 I^- d\mu$$

$$J = \int_0^1 Y d\mu \quad \text{Gl. VI.8.a}$$

und analog:

$$H = \int_0^1 \mu Z d\mu \quad \text{Gl. VI.8.b}$$

$$K = \int_0^1 \mu^2 Y d\mu \quad \text{Gl. VI.8.c}$$

In einer bestimmten Richtung μ sollen nun Wechselwirkungen zwischen Schichten unterschiedlicher optischer Tiefe auftreten:

Gl. VI.3. wird umgeformt zu

$$\begin{aligned} \mu_i^2 \frac{Y_{i,n-1}}{\Delta\tau_n \Delta\tau_{n-}} - \mu_i^2 \frac{Y_{i,n}}{\Delta\tau_n (\Delta\tau_{n+} \Delta\tau_{n-})} + \mu_i^2 \frac{Y_{i,n+1}}{\Delta\tau_n \Delta\tau_{n+}} &= \\ &= Y_{i,n} - S_n = \\ &= Y_{i,n} - (X_n B_v + (1 - X_n) J_n) \end{aligned} \quad \text{Gl. VI.9}$$

mit den Abkürzungen

$$\Delta\tau_{n+} = \tau_{n+1} - \tau_n$$

$$\Delta\tau_{n-} = \tau_n - \tau_{n-1}$$

$$\Delta\tau_n = \frac{1}{2} (\Delta\tau_{n+} + \Delta\tau_{n-})$$

$$X_n = \frac{\kappa_n}{\sigma_n + \kappa_n}$$

Die mittlere Intensität $J_n = \int I^+(\mu, n) d\mu$ wird durch eine Gauß-Integration approximiert, d.h. die eigentliche Integration wird durch eine Summe über Intensitäten $Y_{i,n}$ in bestimmten - durch die Methode definierten - Richtungen μ_i mit entsprechenden Gewichtungen w_i ersetzt (Näheres z.B. in Stoer, 1983).

$$J_n \approx \sum_{i=1}^I w_i Y_{i,n} \quad \text{Gl. VI.10}$$

also

$$S_n = X_n B_n + (1 - X_n) \sum_{i=1}^I w_i Y_{i,n} \quad \text{Gl. VI.11}$$

Erfahrungsgemäß liefert eine Summation schon über nur drei Winkel eine genügend gute Approximation. In diesem Fall sind folgende Winkel $\mu_i = \cos i$ und Gewichte w_i erforderlich:

$$\begin{aligned}\mu_1 &= .112706654 \quad \text{entsprechend } i_1 = 83.^\circ 53 \quad \text{und } w_1 = .27777 \\ \mu_2 &= .500000000 \quad \text{entsprechend } i_2 = 60.^\circ 00 \quad \text{und } w_2 = .44444 \\ \mu_3 &= .887298305 \quad \text{entsprechend } i_3 = 27.^\circ 46 \quad \text{und } w_3 = .27777\end{aligned}$$

Dies bedeutet nicht, daß auch die emittierte Intensität unter diesen Winkeln berechnet werden muß, da in Gl. VI.9 nur die schon integrierte, mittlere, Intensität eingeht. Diese Winkel wurden für die Berechnung des winkelabhängigen Strahlungsfeldes übernommen.

Im Falle der Akkretionsscheiben führt diese Methode insofern zu Schwierigkeiten, als sie implizit von horizontal unendlich ausgehenden Atmosphären ausgeht, was bei Scheiben klarerweise nicht der Fall ist. Bei Voraussetzung unabhängiger Ringe gibt es definitive Begrenzungen in radialer Richtung. Wie schwerwiegend die hierdurch entstehenden Fehler sind, hängt, wie in Kap. V.4 gezeigt und diskutiert wurde, hauptsächlich von der geometrischen Form der Scheibenoberfläche ab, und bei geometrisch dünnen Scheiben ist der Fehler klein.

Um das zu lösende Gleichungssystem zu vervollständigen sind noch die innere und die äußere Randbedingung notwendig.

An äußeren Rand ($\tau = 0$) soll gelten:

$$\begin{aligned}\frac{\mu}{\Delta\tau_1} (Y_{i,2} - Y_{i,1}) &= Z_1 + Z_1' \frac{\Delta\tau_1}{2} + \dots \\ \frac{d}{d\tau} \mu \frac{dY_1}{d\tau} &= \mu \frac{d^2 Y_1}{d\tau^2} = \frac{1}{\mu} (Y_1 - S_1) \\ &= Z_1 + \frac{\Delta\tau_1}{2\mu} (Y_1 - S_1) \quad \text{Gl. VI.12}\end{aligned}$$

und innen:

$$\begin{aligned}\frac{\mu}{\Delta\tau_{N-}} (Y_{i,N} - Y_{i,N-1}) &= Z_N = \\ &= \underbrace{I_N^+ - Y_N}_{=} = \\ &= \mu \frac{dI^+}{d\tau} = I^+ - \underbrace{S}_{\tau \gg 1 : S \rightarrow B}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= B_N + \frac{\mu}{\Delta\tau_{N-}} (I_N^+ - I_{N-1}^+) - Y_N = \\
 &= B_N + \frac{\mu}{\Delta\tau_{N-}} (B_N - B_{N-1}) - Y_N
 \end{aligned}$$

Mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned}
 A &:= \frac{\mu_i^2}{\Delta\tau_n \Delta\tau_{n-}} \\
 B &:= \frac{\mu_i^2}{\Delta\tau_n} \left(\frac{1}{\Delta\tau_{n+}} + \frac{1}{\Delta\tau_{n-}} \right) \\
 C &:= \frac{\mu_i^2}{\Delta\tau_n \Delta\tau_{n+}}
 \end{aligned}$$

läßt sich die Strahlungstransportgleichung nun schreiben als

$$\begin{bmatrix} B_1 & C_1 & & & & & \\ A_2 & B_2 & C_2 & & & & \\ & A_3 & B_3 & C_3 & & & \\ & & & & \ddots & & \\ & & & & & 0 & \\ & & 0 & & & A_{N-1} & B_{N-1} & C_{N-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ Y_3 \\ \\ \\ Y_{N-1} \end{bmatrix} = \mathcal{R}$$

Gl. VI.14

mit $Y_n = (Y_{1,n}, Y_{2,n}, \dots, Y_{I,n})$ und $\mathcal{R}$ enthält alle restlichen nicht explizit von Y_n abhängenden Terme. Dieses System ist nach dem Rekursionsverfahren von Fautrier lösbar. Durch die Verkopplung jeweils dreier benachbarter Tiefenpunkte wird eine Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie durch die gesamte Atmosphäre hindurch sichergestellt (Fig. VI.2).

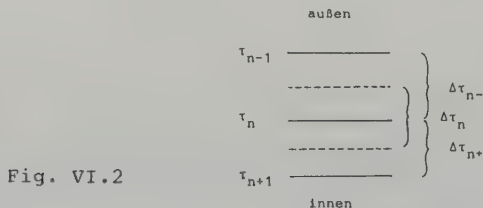


Fig. VI.2

Die letztlich unter einem bestimmten Winkel i aus der Atmosphäre austretende Intensität ergibt sich nach Gl. VI.6.a zu

$$\begin{aligned}
 I_v(\mu_i) &= Y_v(\mu_i, 1) + \underbrace{Z_v(\mu_i, 1)}_{\mu_i \frac{Y_v(i, 2) - Y_v(i, 1)}{\Delta\tau_1}} \\
 &= \mu_i \frac{Y_v(i, 2) - Y_v(i, 1)}{\Delta\tau_1}
 \end{aligned}$$

Gl. VI.15

Anders als bei der Berechnung der von Sternatmosphären emittierten Strahlung ist es im Fall von Akkretionsscheiben natürlich nicht der integrierte Fluß, der berechnet wird. Um den Strahlungsfluß der Scheibe zu bestimmen, wird die in eine bestimmte Richtung abgestrahlte Intensität jedes einzelnen Flächenelements der Akkretionsscheibe aufintegriert. Auf numerische Einzelheiten hierzu wird an späterer Stelle (Kap. VI.4.) eingegangen.

VI.3. Physikalische und atomare Größen

VI.3.1. Optische Tiefe

Bei der Berechnung der Atmosphärenschichtung wurde die optische Tiefenskala mit der Rosselandschen optischen Tiefe τ definiert, und die Werte für Temperatur $T(\tau)$, Druck $P(\tau)$, Elektronenstreuung $\sigma(\tau)$, Dichte $\rho(\tau)$, Höhe $z(\tau)$ etc. liegen als Funktion von τ vor.

Nun ist aber die optische Tiefe einer Atmosphäre sehr stark frequenzabhängig, d.h. um die Strahlungstransportgleichung lösen zu können, muß in einer bestimmten geometrischen Tiefe die optische Tiefe bei der jeweils betrachteten Wellenlänge bestimmt werden. Dies ist mit Hilfe der Definitionsgleichung der optischen Tiefe möglich:

$$\tau_{\lambda} = \int_0^z \kappa_{\lambda} \rho \, dz \quad \text{Gl.VI.16.a}$$

also

$$d\tau_{\lambda} = \frac{\kappa_{\lambda}}{\kappa_{\text{Ross}}} d\tau_{\lambda, \text{Ross}} \quad \text{Gl.VI.16.b}$$

oder numerisch betrachtet:

$$\Delta\tau_{\lambda, n} = \Delta\tau_{\text{Ross}, n+1} \left(\frac{\kappa_{\lambda, n+1}}{\kappa_{\text{Ross}, n+1}} + \frac{\kappa_{\lambda, n}}{\kappa_{\text{Ross}, n}} \right) \quad \text{Gl.VI.16.c}$$

$$\tau_{\lambda, 1} = \tau_{\text{Ross}, 1} \frac{\Delta\tau_{\lambda, 1}}{\tau_{\text{Ross}, 2} - \tau_{\text{Ross}, 1}}$$

$$\tau_{\lambda, n} = \tau_{\lambda, n-1} + \Delta\tau_{\lambda, n-1}$$

wobei "n" die verschiedenen Tiefenpunkte $1 \leq n \leq N$ bezeichnet.

VI.3.2. Absorptionskoeffizienten und Linienverbreiterung

Auf die Berechnung des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten sowie die Festlegung der Wellenlängen, an denen diese berechnet werden, wurde in Kap. V.3 bereits eingegangen. Für ein bestimmtes Wertepaar (T (τ_{Ross}), P (τ_{Ross})) in einer gegebenen geometrischen Tiefe z (τ_{Ross}) werden für jede Wellenlänge λ die Absorptionskoeffizienten $\kappa_{\lambda, \text{cont}}$ ($P(\tau_{\text{Ross}}), T(\tau_{\text{Ross}})$) aus im voraus berechneten Tabellen durch lineare Interpolation in $\log P$ und $\log T$ ermittelt. Zusätzlich wird für jedes Paar (T, P) die wellenlängenunabhängige Elektronenstreuung σ_e (T, P) ebenso aus einer vorgegebenen Tabelle bestimmt. Alle für die Berechnung der kontinuierlichen Strahlung einer Akkretionsscheibe benötigte Information ist damit gegeben.

Zusätzlich soll aber auch Linienabsorption berücksichtigt werden. Dies soll in der Weise geschehen, daß bei diskreten - im voraus bestimmten - Wellenlängen die Absorption der dort möglicherweise wirksamen Linien bestimmt und zu kontinuierlichen addiert wird.

$$\kappa_{\lambda} = \kappa_{\lambda, \text{cont}} + \sum_{\text{alle Linien}} \kappa_{\lambda, \text{Linie}} + \sigma_e \quad \text{Gl. VI.17}$$

Das Kriterium, nach dem die Wellenlängenpunkte festgelegt wurden, war, daß Linienprofile einigermaßen glatt dargestellt werden; wieviele Punkte je Linienprofil erforderlich sind, konnte letztenendes nur durch Testen festgestellt werden. Auf jeden Fall liegt aber zwischen zwei benachbarten Linienzentren mindestens eine weitere Stützstelle. Außerdem sind natürlich sämtliche Wellenlängenpunkte, die das Kontinuum definieren, berücksichtigt.

Linien sind nicht beliebig scharf definiert, sondern werden durch alle möglichen physikalischen Prozesse verbreitert, sodaß sich Linienflügel i.a. weit über das Linienzentrum hinaus erstrecken. Für Metalllinien (Helium und schwerere Elemente) wurde generell eine maximale Profilbreite von $\pm 50 \text{ \AA}$, für Wasserstofflinien von $\pm 200 \text{ \AA}$ angenommen. Eine befriedigend glatte Darstellung eines Spektrums ergab sich bei Festlegung von insgesamt 551 Stützstellen im Bereich zwischen $100 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 100000 \text{ \AA}$.

Es ist nicht notwendig, die kontinuierliche Absorption an allen diesen Wellenlängen durch Lösung der Transportgleichung zu berechnen. Es genügen die in Kap. V.3 zusammengestellten 89 Werte, da - nach Voraussetzung - keine weiteren als die dort enthaltenen Diskontinuitäten (Kanten) in der kontinuierlichen Strahlung auftreten können. Zwischen diesen Stützstellen benötigte Werte des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten werden zwischen den beiden - zu kürzeren und längeren Wellenlängen - nächstgelegenen (möglichen) Absorptionskanten bei der entsprechenden optischen Tiefe quadratisch interpoliert. Es wird dabei die Formel nach Baschek et al (1966, p. 37) verwendet.

Als möglicherweise zur Absorption beitragend wurden die stärksten Linien der Elemente H, C, N, O, S, Si, Fe und Al ausgewählt. In Tabelle VI.1 sind diese - insgesamt 106 - Linien aufgeführt. Eine Untersuchung von Gold (1985), der eine fast identische Linientafel verwendete, zeigte, daß im Fall von B-Stern Verhältnissen die Rechnungen mit beobachteten Spektren recht gut übereinstimmen, speziell was die Art der beobachteten Linien betrifft. Obwohl keine Flußkonstanz in den Rechnungen gewährleistet ist, dürften aber, wie in Kap. V.2 untersucht, auch die Linienprofile einigermaßen gut dargestellt sein.

Der Linienabsorptionskoeffizient ist definiert als

$$\int \kappa_{\nu} d\nu = \frac{h \nu}{c} B_{mn} N_n (1 - e^{-h\nu/kT}) * H \quad \text{Gl. VI.18}$$

mit

$$B_{mn} = f_{mn} \frac{\pi e^2}{m_e h \nu} \quad \text{Gl. VI.19}$$

Der Faktor $(1 - e^{-h\nu/kT})$ trägt dem Beitrag durch erzwungene Emission Rechnung, wobei wiederum thermodynamisches Gleichgewicht vorausgesetzt ist; H ist die Profilfunktion.

Übergang von Frequenzen zu Wellenlängen

$$c = \lambda \nu \quad \text{Gl. VI.20}$$

Anwendung der Boltzmann-Formel

$$N_{r,i} = \frac{g_{r,i}}{g_{r,o}} e^{-\chi_{r,i}/kT} N_{r,o} \quad \begin{array}{l} \text{Gl. VI.21} \\ = \text{Gl. V.1} \end{array}$$

Tabelle VI.1

Atomare Daten berücksichtigter Absorptionslinien

Element und Ion.stufe	Wellen- länge (Å)	E_{mn}	(gf) _{mn} a_{mn}	γ_{rad} z_{mn}	$\log c_4$ (Metall) $g_m f_{mn}^2 \lambda^2$ (Wasserst)
H I	919.36	0.000	.019	418570.00	1.64
H I	920.97	0.000	.017	379190.00	1.65
H I	923.16	0.000	.013	277900.00	1.68
H I	926.23	0.000	.011	245380.00	1.70
H I	930.76	0.000	.088	165380.00	1.76
H I	937.81	0.000	.007	139630.00	1.82
H I	949.75	0.000	.004	81036.00	1.96
H I	972.55	0.000	.003	61825.00	2.18
H I	1025.73	0.000	.002	22232.00	2.98
H I	1215.68	0.000	.001	7914.00	4.14
H I	3691.56	10.150	.835	65652.00	15203.00
H I	3697.15	10.150	.759	61816.00	15338.00
H I	3703.96	10.150	.661	51152.00	15519.00
H I	3711.97	10.150	.600	47745.00	15718.00
H I	3721.94	10.150	.509	38414.00	15988.00
H I	3734.37	10.150	.456	35443.00	16308.00
H I	3750.15	10.150	.376	27433.00	16741.00
H I	3770.63	10.150	.331	24884.00	17290.00
H I	3797.90	10.150	.264	18244.00	18087.00
H I	3835.39	10.150	.227	16100.00	19171.00
H I	3989.05	10.150	.173	10826.00	20909.00
H I	3970.07	10.150	.144	9090.00	23606.00
H I	4101.74	10.150	.102	5214.00	28896.00
H I	4340.47	10.150	.082	3880.00	40003.00
H I	4861.33	10.150	.052	1485.00	79635.00
H I	6562.82	10.150	.037	304.00	282920.00
C II	940.10	.005	-.490	42.00	.47
S II	910.00	0.000	-8.900	1.00	1.87
N II	916.10	.008	.130	18.00	.47
N IV	923.15	8.340	.280	17.00	.25
Fe III	950.34	3.764	.150	24.60	2.33
C III	977.03	0.000	-.110	15.70	.58
N III	979.89	12.530	.310	21.30	.20
Si II	989.87	0.000	-.310	9.20	9.14
Si III	991.58	.020	-.370	7.30	.28
Si III	992.69	.040	-.010	9.20	9.14
Si III	993.52	6.540	-1.050	23.60	1.30
Si III	994.79	6.540	-.570	23.60	1.30
N III	997.39	6.540	-.340	23.60	1.30
N II	998.80	0.000	-.670	4.35	.28
C II	1010.20	5.335	-.240	32.40	.31
S III	1012.50	0.000	-1.450	2.28	.82
S III	1015.67	.037	-.970	2.27	.82
Fe III	1017.25	2.486	-.110	1.00	1.53
Fe III	1017.74	2.517	-1.080	1.00	1.82
S III	1021.20	.103	-.750	1.27	.82
C II	1036.80	.040	-.120	11.00	.34
S IV	1062.67	0.000	-1.120	20.00	.77
C II	1066.00	9.920	-.080	11.00	.32
S IV	1073.52	.118	-.830	20.00	.77
S IV	1077.14	1.404	-.560	41.70	.20
N II	1085.10	.008	-.040	7.30	.28
Si III	1108.37	6.540	-.090	28.80	.80
Si III	1109.97	6.550	.390	21.80	.80
Si III	1113.23	6.580	.610	28.80	.80
Si IV	1122.49	8.840	.220	35.60	1.30
Fe III	1122.52	0.000	-.300	17.40	.97
Fe III	1124.88	.054	-.590	17.40	.97
Fe III	1126.72	.092	-1.020	17.40	.97
S II	1127.00	3.045	-.340	1.05	.29
Fe III	1128.05	.054	-.890	17.40	.97
Si IV	1128.33	8.840	.520	35.50	1.30
Fe III	1128.72	.092	-.790	17.50	.97
Fe III	1129.19	.116	-.910	17.40	.97
Fe III	1131.20	.110	-.940	17.40	.97
C III	1175.70	6.500	.370	13.00	.65
S III	1190.17	0.000	-1.650	17.00	.71
Si II	1190.41	0.000	-.300	35.12	.86
Si III	1193.21	0.000	0.000	35.35	.86
Si II	1194.50	.040	0.000	35.00	.86
S III	1194.92	.037	-1.130	17.00	.71

Tabelle VI.1. cont.

Element und Ion.stufe	Wellen- länge (Å)	E _{mn}	(gf) _{mn}	γ _{rad}	log c ₄ (Metalle)
S III	1201.30	.103	.960	17.00	.71
Si III	1206.51	0.000	.220	25.90	.95
N V	1238.80	0.000	-.510	3.38	.38
N V	1242.78	0.000	-.810	3.36	.38
C III	1247.38	12.690	-.570	31.00	.83
Si II	1260.42	0.000	.280	25.00	3.17
Si II	1264.73	.040	.580	30.00	3.17
Si III	1294.54	6.550	-.150	22.30	1.55
Si III	1296.73	6.540	-.250	22.30	1.55
Si III	1298.90	6.540	.400	22.30	1.55
Si III	1301.15	6.550	-.250	22.30	1.55
Si III	1303.32	6.580	-.160	22.30	1.55
C II	1323.90	9.290	.360	15.67	.26
C II	1335.30	.050	-.150	6.00	.30
Si IV	1393.76	0.000	.020	9.20	.90
Si IV	1402.77	0.000	-.280	9.03	.90
Si II	1526.76	0.000	-.820	.50	1.98
Fe III	1538.60	10.160	.880	9.29	2.56
Al II	1539.74	7.420	.190	23.60	14.62
Fe III	1540.80	4.800	1.300	.02	16.83
C IV	1548.20	0.000	-.410	2.65	.21
C IV	1550.77	0.000	-.710	2.63	.21
Fe III	1555.60	10.270	1.440	9.29	2.56
Fe II	1608.20	0.000	.340	9.42	2.21
Al III	1609.90	6.675	.750	0.00	1.93
Al II	1670.81	0.000	.280	14.60	1.26
Al II	1723.20	4.651	.910	17.10	3.37
C II	1760.50	9.290	-.920	3.22	.58
Fe III	1854.78	0.000	.030	5.60	.75
Al III	1862.78	0.000	-.270	5.60	.75
Si III	1892.00	0.000	-.790	1.00	0.00
Fe III	1895.50	3.710	.480	.21	.94
Fe III	1914.10	3.710	.360	.09	.95
Fe III	1926.30	3.710	-.210	.02	.93
C III	2296.90	12.960	.150	3.60	.37

*: Bedeutung der Parameter im Fall der Wasserstofflinien, s. Edmonds et al. (1967).

und der Saha-Formel

$$\frac{N_{r+1}}{N_r} = \frac{2 u_{r+1}}{u_r} \frac{1}{P_e} \frac{(2 \pi m_e)^{3/2} (k T)^{5/2}}{h^3} e^{-\chi_r/kT} \quad \begin{matrix} \text{Gl. VI.22} \\ = \text{Gl. V.2} \end{matrix}$$

mit Einführung der Zustandssumme

$$u_r = \sum g_{r,i} e^{-\chi_{r,i}/kT} \quad \text{Gl. VI.23}$$

der Abkürzung

$$P_r = \frac{N_{r+1}}{N_r} \varepsilon \quad \text{Gl. VI.24}$$

(ε bezeichnet die relative Häufigkeit des jeweiligen Elementes) und Beziehung der Niveaubesetzung auf die Gesamtbesetzung des Ionisationszustandes führen auf die Form

$$\kappa_\lambda(\Delta\lambda) = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \lambda^2 g_{r,i} f_{mn} \frac{P_r}{u_r k T} e^{-\chi_{r,i}/kT} (1 - e^{-hc/\lambda kT}) h \quad \text{Gl. VI.25}$$

Die Zustandssummen u_r werden nicht direkt berechnet, sondern nach einem Verfahren von Kurucz (1970) in einer vorgerechneten Tabelle interpoliert.

Für die Verbreiterungsfunktion wird bei allen Metalllinien eine Voigt-Funktion angenommen, d.h. eine Faltung eines Dispersionsprofils mit einem Gaußprofil. Das Gaußprofil wird ausschließlich durch die Doppler-Verbreiterung durch thermische Geschwindigkeiten

$$v_D^2 = \frac{3 R T}{\mu} \quad \text{Gl. VI.26}$$

(R = Gaskonstante, μ = Atomgewicht)

bestimmt; über die Größe der kleinräumigen Geschwindigkeitsfelder (Mikroturbulenzen) in den Atmosphären ist nichts bekannt, sie bleiben in den Rechnungen unberücksichtigt, um nicht noch einen weiteren Freiheitsgrad einzuführen. Als Dämpfungsmechanismen werden Strahlungsdämpfung und Elektronenstoß-Verbreiterung (Stark-Verbreiterung) berücksichtigt, von der Waals-Verbreiterung wird vernachlässigt, da im größten Teil der Scheibe die Temperaturen so hoch sind, daß sie einen vergleichsweise unbedeutenden Beitrag liefern dürfte. Die Koeffizienten γ_{rad} für Strahlungsdämpfung und γ_{el} für Elektronendämpfung wurden aus Heber (1981) übernommen, ebenso wie die Übergangswahrscheinlichkeiten $\lg g f$ (Tab. VI.1). (Literaturzitate bzw. Formeln für näherungsweise Berechnungen siehe dort). Für die gesamte Dämpfung gilt

$$\gamma = \gamma_{\text{rad}} + \gamma_{\text{el}} \quad \text{Gl. VI.27}$$

Die Berechnung der Voigt-Funktion erfolgt nach der Näherungsformel von Traving (1965).

Die Profile der Wasserstoff-Linien werden nach der Methode von Edmonds et al. (1967) berechnet, wobei die gegenüber den Druckeffekten kleine Dopplerverbreiterung (im Linienkern) vernachlässigt wird. (Die Methode der Behandlung von Wasserstoff-Linien-Verbreiterung nach Vidal et al (1973) führt zu Ergebnissen, die mit den Beobachtungen sehr viel besser übereinstimmen. Diese Methode ist aber numerisch sehr aufwendig. In Anbetracht der vielen Näherungen würde der Aufwand, diese Methode zu verwenden sich hier nicht lohnen.)

VI.3.5. FluSintegration

Jede Modellatmosphäre und die von ihr emittierte Strahlung wird einem "Ring" in der Akkretionsscheibe eines bestimmten Modells zugeordnet. Jeder Ring rotiert mit der seinem Abstand von Weißen Zwerg entsprechenden Kepler-Geschwindigkeit v_φ . Wenn die Scheibe unter einem Winkel i zwischen Sichtlinie des Beobachters und Normalen auf die Rotationsebene betrachtet wird, hat jeder Punkt der Scheibe für den Beobachter eine bestimmte Radialgeschwindigkeit, die sich über den Doppler-Effekt auf die an dieser Stelle emittierte Strahlung auswirkt. Um dem numerisch Rechnung zu tragen, wird jeder einzelne "Ring" weiter in 40 Sektoren unterteilt.

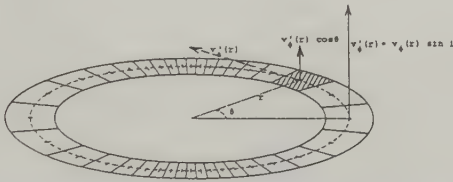


Fig.VI.3. Zur Berechnung des integrierten Strahlungsflusses einer Akkretionsscheibe wird jeder "Ring" in 40 Sektoren ($\Delta\theta = 10^\circ$) unterteilt. Die Strahlung jedes Sektors wird entsprechend der an dieser Stelle relativ zum Beobachter wirksamen Komponente der Kepler-Geschwindigkeit verzerrt und mit der scheinbaren Sektorenfläche gewichtet. Die Gesamtstrahlung der Scheibe unter einem bestimmten Winkel i ergibt sich aus der Integration der Strahlungsbeiträge aller Sektoren unter diesem Winkel.

Jedem Sektor wird die Doppler-Geschwindigkeit seines Zentrums zugeordnet, und das Spektrum entsprechend verzerrt.*

$$F_\lambda = F(r, \lambda) \equiv F(v_\varphi(r), \lambda) = F(\Delta\lambda)$$

Schließlich wird die Strahlung mit der scheinbaren Fläche der Sektoren gewichtet und über die ganze Scheibe aufaddiert. Der Gesamtfluß $F_i(\lambda)$ der Akkretionsscheibe bei einer Wellenlänge λ unter einem Winkel i ergibt sich also zu

* Für die adäquate Erfassung der durch Rotation und Projektion verursachten Doppler-Verschiebungen reichen die 551 Wellenlängenpunkte, an denen die Linienabsorption berechnet wurde, oftmals nicht aus, zudem sind die Intervallbreiten sehr unterschiedlich. Mit Hilfe linearer Interpolation wird die Strahlungsintensität unter jedem der drei Winkel i in Abständen von 1 Å berechnet.

$$F_i(\lambda) = \sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^{40} A(r_k, \theta_j) * F(\Delta\lambda) \quad \text{Gl. VI.28}$$

alle Ringe alle Sektoren

Beobachtete Spektren sind immer noch verbreitert durch das Apparatprofil des Spektrographen. Ein typisches Apparatprofil ist recht gut und numerisch angenähert einfach durch

$$H(x) = \frac{1}{1 + \left(\frac{x}{B/2}\right)^2} \quad \text{Gl. VI.29}$$

angenähert, wobei x Wellenlängenpunkte und B die Profilbreite bedeuten.

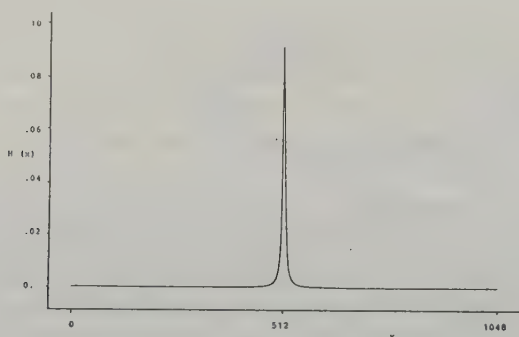


Fig. VI.4. Approximation des Apparatprofils eines Spektrographen mit Gl. VI.29. In dem gezeigten Beispiel beträgt die Gesamtbreite des Profils bei halber Maximalintensität (FWHM) 7 pixel.

Um die berechneten Spektren mit tatsächlichen Beobachtungen vergleichbar zu machen, müssen sie mit einem solchen "Apparatprofil" $H(x)$ gefaltet werden. Es erhebt sich die Frage, wie die Breite B sinnvollerweise gewählt werden soll. In Fig. VI.5 ist ein und dasselbe Spektrum dargestellt ungefaltet und gefaltet mit $B = 1, 3, 5$ und 7 . Ein brauchbarer Kompromiß scheint $B = 3$ zu sein: das Spektrum wird geglättet, jedoch bleibt alle wesentliche Information erhalten.* Dieser Parameterwert wird im Weiteren bei allen Spektren verwendet werden, sofern nichts anderes angegeben ist.

* (Der low resolution mode des IUE-Spektrographen liefert Spektren entsprechend einer Faltung mit $B = 6$.)

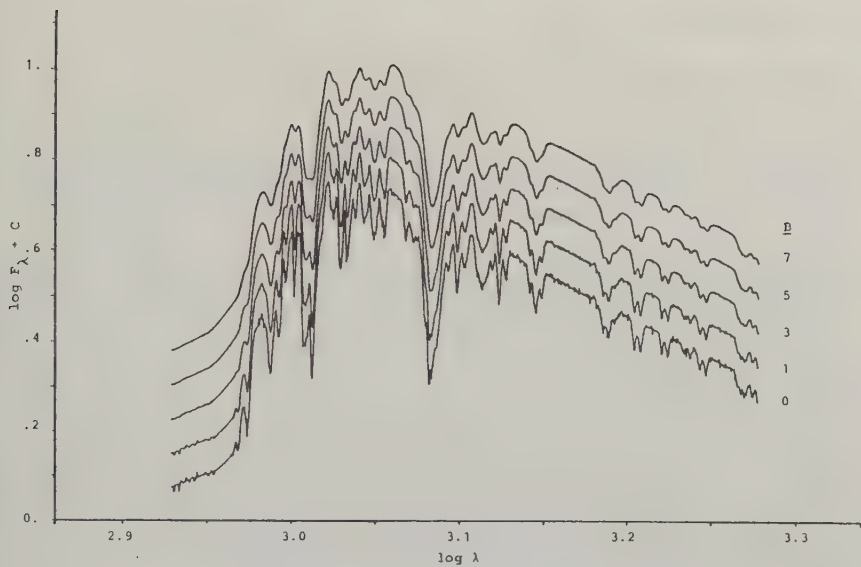


Fig. VI.5. Mit dem Profil $H(x)$ mit FWHM-Breiten von 0, 1, 3, 5 und 7 gefaltetes Spektrum. Die Flüsse F_λ sind um einen konstanten Faktor gegeneinander verschoben; der Nullpunkt in F_λ ist beliebig.

VII Synthetische Spektren

VII. 1. Entstehungsorte der Strahlung

Da es das Hauptanliegen dieser Arbeit ist, einen Eindruck von der generellen Struktur und den Eigenschaften der durch das Roche-Modell für Kataklysmische Variable vorhergesagten Akkretions-scheiben zu bekommen, ist ein wesentlicher Aspekt, zu untersuchen, welche Charakteristika der beobachteten Strahlung - nach dem Modell - in welchen Teilen der Scheibe erzeugt, bzw. von welchen sie bestimmt werden. Bei der Auswahl der Parameter der berechneten Modelle (Tab. V.4) war es wesentlich, ein möglichst breites und repräsentatives Spektrum von möglichen Scheiben zu überdecken. Viele andere Kombinationen sind selbstverständlich möglich und erscheinen in Einzelfällen vielleicht auch interessanter und wichtiger für die Untersuchung eines bestimmten Objektes. Wenn aber klar ist, in welchen Teilen der Scheibe welche Strahlung entsteht, sind Analogieschlüsse möglich.

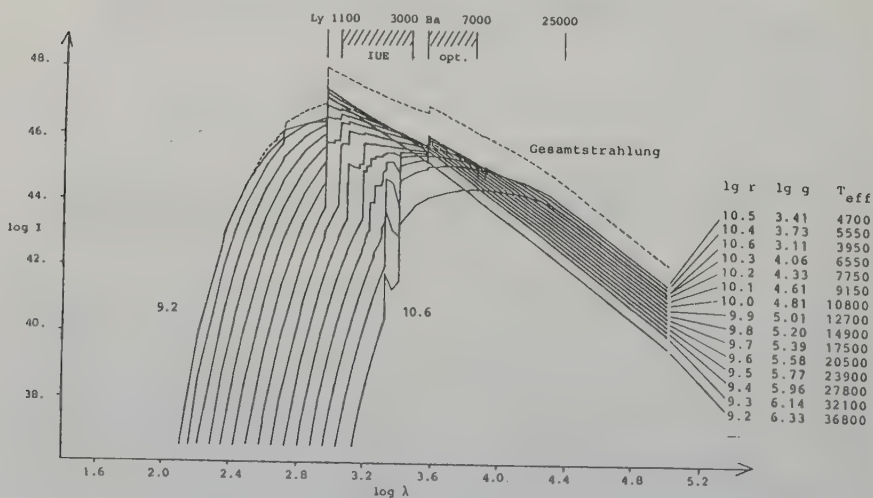


Fig. VII.1 Beitragsfunktionen der kontinuierlichen Strahlung "der einzelnen Scheiben"ringe" im Modell Al₁. Darstellung wie in Fig. IV.2.

VII.1.1. Das Kontinuum

In Analogie zur Untersuchung der aus Schwarzen Körpern aufgebauten Scheiben soll als erstes die kontinuierliche Strahlung untersucht werden. Da die Linienspektren nicht mit Erhaltung der Flußkonstanz gerechnet wurden, zeigen diese denselben Kontinuumsverlauf wie Spektren ohne Linien.

Qualitativ sieht der Verlauf der Kontinua (Fig. VII.1) selbstverständlich dem Verlauf der entsprechenden Schwarzkörperstrahler (Fig. IV.2) ähnlich; Effektivtemperatur und Größe der emittierenden Fläche sind gleich. Alle dort gemachten Feststellungen bezüglich der Strahlungsbeiträge einzelner Scheibenteile treffen daher hier natürlich ebenso zu. Darüber hinaus treten aber in den kontinuierlichen Spektren auch Absorptionskanten auf. Die in die Berechnung eingeschlossenen Kanten (Tab. II.2) sind in Figs. VII.2.a und b eingezeichnet. Da von den verschiedenen Scheibengebieten ein sehr großer Temperaturbereich überdeckt wird, treten in dem gewählten Beispiel alle Kanten in irgendeinem Teil der Scheibe hervor. Strahlungsmäßig überwiegen aber die heißen Innenteile der Scheibe, in denen im wesentlichen nur noch Wasserstoff und Helium absorbieren, alle anderen Teile bei weitem; so sind auch im theoretisch beobachtbaren Gesamtspektrum der Akkretions-scheibe kaum mehr als die Lyman- und Balmerkanten des Wasserstoffs erkennbar; die Kante des Helium I bei 504 Å ist nicht beobachtbar, da sie in einem Bereich liegt, in dem die Absorption des interstellaren Wasserstoffs Strahlung entfernter Sterne fast vollständig absorbiert.

Bei Scheiben wie der hier untersuchten, deren Strahlung weitgehend von Gebieten relativ hoher Temperatur (etwa > 10000 K) dominiert wird, fällt weiterhin auf, daß die Farben des Kontinuums etwa ab dem Johnson B- Filter (4400 Å) nicht mehr wesentlich von denen der entsprechenden integrierten Schwarzkörperstrahlung abweichen, da sie im Rayleigh-Jeans-Teil des Spektrums liegen. Bei kühleren Scheiben ändert sich dies natürlich, sobald die Strahlungsmaxima der dominierenden Scheibenteile nahe dem optischen Spektralbereich zu liegen kommen, sodaß sich die Krümmung der Strahlungsverteilung in den Beobachtungen bemerkbar macht.

VII.1.2. Die Linienstrahlung

Der kontinuierlichen Strahlung überlagert ist die Linienabsorption. Welche Linien wie stark in welchen Teilen der Scheibe hervortreten, hängt im wesentlichen von der dort herrschenden Temperatur ab, die Form des Linienprofils wird bestimmt von dem Druck bzw. der Gravitationsbeschleunigung. Da sich beides, Temperatur und Druck, innerhalb der Scheibe sehr ändern, hat jeder "Ring" nicht nur ein charakteristisches Kontinuum, sondern auch ein ebenso charakteristisches Linienspektrum. Dem Gesamtspektrum ist es nicht mehr anzusehen, welche Strahlungskomponenten wo in der Scheibe entstanden sind; für die Interpretation der Spektren ist es aber ganz hilfreich einige Kenntnis über die Entstehungsorte zu haben.

In Tabelle VI.1 sind die in die Rechnungen eingeschlossenen Spektrallinien aufgeführt. In Figur VII.2 sind diese Linien und die Absorptionskanten (Tab. V.2) in den Spektren identifiziert. Die Figuren zeigen die noch nicht rotationsverbreiterten Einzelspektren der Ringe, aus denen die Akkretionsscheibe aufgebaut wird. Die auftretenden Linien sind also lediglich durch die am Ort ihrer Entstehung herrschenden physikalischen Bedingungen verbreitert. Wenden wir uns zunächst den Linien des Wasserstoffs zu, den einzigen Linien, die im optischen Spektralbereich berücksichtigt wurden. Wasserstofflinien entstehen in allen Teilen der Scheibe. Die Innenteile sind heiß, sodaß ein großer Teil des Wasserstoffs ionisiert ist, die Linienstärke ist relativ gering. Die Linienbreite hingegen ist wegen der hohen Gravitationsbeschleunigungen (Drucke) erheblich. Mit wachsendem Abstand vom Weißen Zwerg nehmen Temperatur und Druck ab: die Stärke der Wasserstofflinien nimmt zu, ihre Breite ab. Das Maximum der Wasserstofflinienstärke wird bei etwa 10000 K (hier $r \approx 10^{10}$ cm) erreicht. Wächst der Abstand weiter und sinken die Temperaturen weiter, werden weniger Wasserstoffatome angeregt, die Stärke der Linien nimmt wieder ab. Gleichzeitig sinken die Linienkerne immer weiter ein, die Flügel werden immer schmaler, da auch der Druck abnimmt. Gegen die Balmer-Absorptionskante hin liegen die Linien immer dichter. Zu höheren Seriengliedern hin nimmt die Tiefe der Absorption ab. Gleichzeitig überlagern sich die Linienflügel und bilden einen gleichmäßigen Übergang zum Balmerkontinuum.

Aus Gründen der Deutlichkeit ist das UV-Spektrum in Fig. VII.2.b vergrößert dargestellt. Das ferne UV wird ganz von den Lyman-Linien des Wasserstoffs beherrscht, die wie die Balmer-Linien allmählich in das Kontinuum übergehen. Ly α ist die absolut dominierende Linie des ganzen Spektrums. An ihr ist die Druck- und Temperaturabhängigkeit eines Linienprofils besonders deutlich zu sehen.

Es ist auffällig, daß die Kerne der starken Linien des Spektrums alle auf einer Linie zu liegen scheinen, die etwa die Form eines Schwarzen Körpers hat. Dies ist ein rein numerischer Effekt: um vom Programm her zu verhindern, daß die Intensität in den Kernen der starken Absorptionslinien auf Null absinkt, wurde der Wert des gesamten Linienabsorptionskoeffizienten in jeder Tiefe der Atmosphäre auf das 10^4 -fache des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten begrenzt. Dies bedeutet, daß formal die Linien nur bis zu einer bestimmten minimalen optischen Tiefe τ entstehen können. Diese Tiefe entspricht einer Minimaltemperatur: die tiefsten Linienkerne liegen etwa auf der entsprechenden Schwarzkörperkurve.

Die Hauptentstehungsgebiete der verschiedenen Absorptionslinien können anhand von Fig. VI.2.b wie im Falle der Balmer-Linien identifiziert und verfolgt werden.

Wenn diese eben betrachteten Einzelspektren zum Gesamtspektrum der Akkretionsscheibe zusammengesetzt werden, wird jedes einzelne Spektrum mit der Fläche des es emittierenden Ringes gewichtet. Zusätzlich muß berücksichtigt werden, daß jedes Ringgebiet eine bestimmte durch die Rotation der Scheibe verursachte Radialgeschwindigkeit relativ zum Beobachter hat (s. Kap. VI.4), d.h. die Spektren werden auch noch rotationsverbreitert. Die Rotationsgeschwindigkeit ist außer durch den Ort der Entstehung einer Linie in der Scheibe auch durch den Neigungswinkel des Systems gegen den Beobachter abhängig. Sie ist am größten, wenn der Neigungswinkel 90° beträgt, der Beobachter also gegen die Kante der Scheibe sieht. Dies kann als eine Abschätzung der maximalen Größe des zu erwartenden Effekts auf die Spektren verwendet werden, wobei zu bedenken ist, daß dieser Maximalwert, wenn überhaupt (i

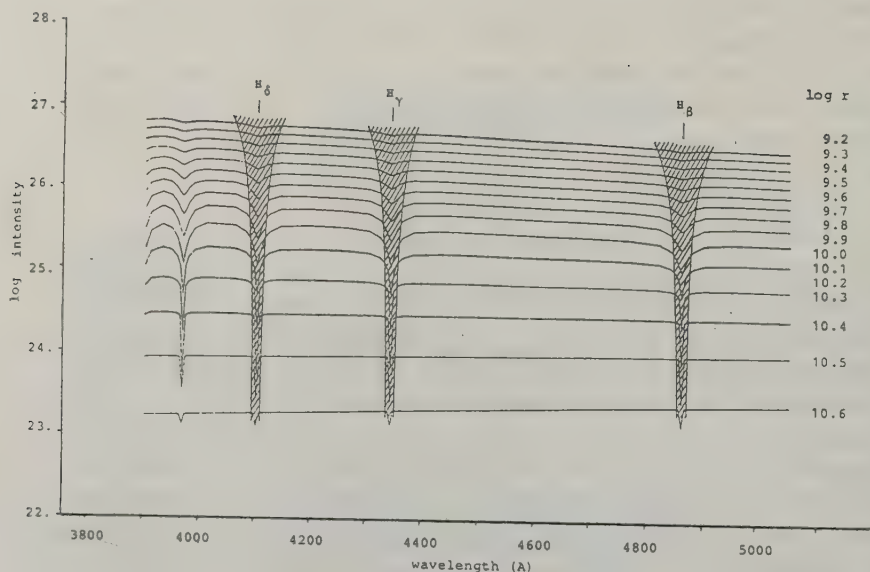


Fig. VII.3.a Maximale Verbreiterung der Linienprofile von H_δ , H_γ und H_β durch Kepler-Rotation in der Scheibe. Für einen angenommenen Neigungswinkel von $i = 90^\circ$ des Systems gegenüber dem Beobachter und einem Azimutwinkel von $\phi = 0^\circ$ bzw. 180° ist die Verschiebung einer Spektrallinie maximal. Für jeden Abstand $\log r$ vom Weißen Zwerg, an dem ein Spektrum berechnet wurde, ist diese Maximalverschiebung zu größeren bzw. kleineren Wellenlängen in das entsprechende lediglich druckverbreiterte Spektrum eingetragen (der Deutlichkeit halber wurde hierfür das unter einem Winkel von $i = 28^\circ$ emittierte Spektrum gewählt; die Linienbreite ist bei 90° im Rahmen der Zeichengenauigkeit identisch). Für jede Wasserstofflinie wurden die Punkte maximaler und minimaler Verschiebung aller Radiuspunkte miteinander durch eine Linie verbunden und der Bereich zwischen ihnen schraffiert.

= 90°) nur in einem geometrisch sehr kleinen Bereich der Scheibe ($\theta \approx 0^\circ$) erreicht wird. In Fig. VII.3.a ist ein Teil der Balmer-Linien des Wasserstoffs gezeigt, wie sie in verschiedenen Scheibenteilen entstehen. Für H_β , H_γ und H_δ sind die maximalen Verbreiterungen der Linien eingetragen. Dicht am Weißen Zwerg ist die Rotationsgeschwindigkeit groß und nimmt dann nach außen hin ab. Bis auf die alleräußersten und allerinnersten Teile der Akkretionsscheibe ist die durch Rotation verursachte Linienverbreiterung um einiges kleiner als die durch Druckeffekte und Dämpfung verursachte Linienbreite. Die Verbreiterung ist kleiner im UV-Bereich, da gilt $\Delta\lambda_{\text{rot}} \sim \lambda$. Daher sind die Lyman-Linien ebenfalls nicht sehr stark von Rotationsverbreiterungseffekten

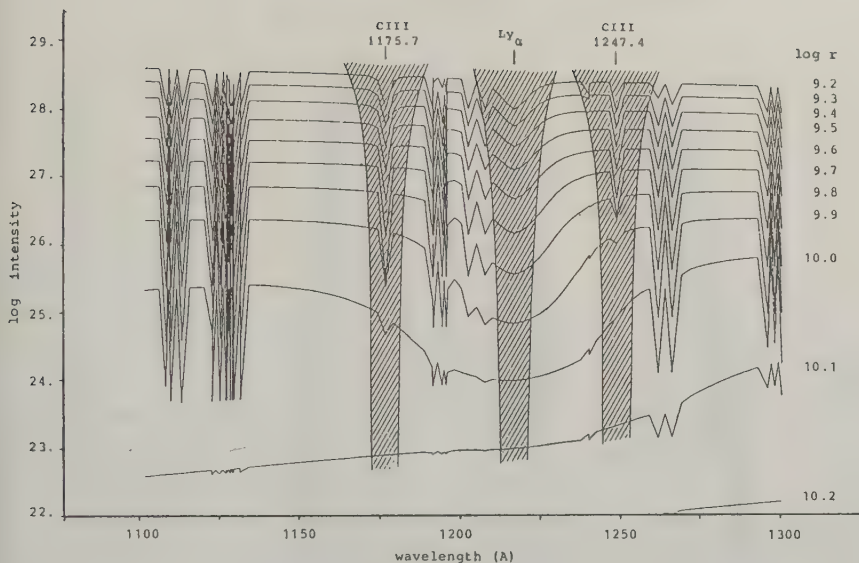


Fig. VII.3.b Wie VII.3.a für einige Linien im ultravioletten Strahlungsbereich.

betroffen, zumal in Gebieten starker Verbreiterung die Linien vergleichsweise schwach sind. Anders ist die Situation bei den Linien schwererer Elemente, die zunächst sehr viel schmalere sind als die Wasserstofflinien. Fig. VII.3.b gibt ein Beispiel für zwei C III-Linien. Im Fall dieser Linien, insbesondere wenn sie hauptsächlich in der schnell rotierenden inneren Scheibe entstehen, kann die Rotationsverbreiterung ein Mehrfaches der normalen Linienbreite betragen.

Im Fall der hier untersuchten Scheibe kann die Breite eines beobachteten Linienprofils bei Wasserstofflinien maximal zur Hälfte auf Rotation zurückgeführt werden; bei Linien schwererer Elemente ist eine so allgemeine Aussage nicht möglich.

Fig. VII.4 zeigt die Fig. VII.2 entsprechenden Spektren, nun verbreitert mit den entsprechenden Rotationsgeschwindigkeiten und gewichtet mit den Flächen der emittierenden Regionen.

Wieder zunächst zu den Balmerlinien. In dieser Darstellung wird es sehr deutlich, daß im Optischen zwar das Kontinuum von den inneren Scheibengebieten noch bis zu einem gewissen Grad mitbestimmt wird, die Linien hingegen von mittleren Gebieten. In dem gewählten Modellbeispiel fallen zufällig die Gebiete des maximalen Strahlungsbeitrags im optischen Kontinuum mit den Gebieten maximaler Stärke der Wasserstofflinien zusammen. Die Linienflügel werden von etwas weiter innen liegenden Gebieten bestimmt als die Linienkerne; die äußere Scheibe spielt so gut wie keine Rolle.

Im UV sind wie erwartet die Lyman-Linien des Wasserstoffs durch die Rotationsverbreiterung nur unbedeutend beeinflusst. Die Linien der schwereren Elemente überlappen hingegen nun erheblich und Komplexe wie bei λ 990 Å, 1010 Å, 1070 Å, 1125 Å oder 1300 Å verschmelzen fast völlig. Der Verbreiterungseffekt ist natürlich bei den inneren Scheibenteilen größer als bei den äußeren. Viele Einzellinien erhalten bei den inneren Ringen ein Profil, das aussieht als enthalte die Absorption in ihrem Zentrum einen Emissionskern. Sehr deutlich ist dies Verhalten zu sehen z.B. bei der C II-Linie 1760.5 Å: in der inneren Scheibe doppelt mit "Emissionskern", weiter außen einfache Absorptionsstruktur. Erzeugt wird ein solches Aussehen der Profile dadurch, daß die Akkretionsscheibe nicht unter einem Neigungswinkel von 0° gegenüber der Normalen zur Rotationsebene beobachtet wird, sondern in diesem speziellen Fall unter einem Winkel von 28° , i.a. unter irgendeinem Winkel zwischen 0° und 90° . Dies hat eine scheinbare Verformung der ursprünglich kreisförmigen Ringsegmente zu elliptischen Ringen zur Folge, wodurch die Strahlung mit größerer projizierter Rotationsgeschwindigkeit von einem geometrisch größeren Gebiet emittiert wird (Fig. VII.5).

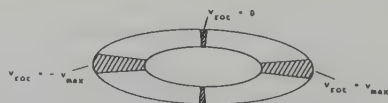


Fig.VII.5. Ringsegmente mit größerer Radialgeschwindigkeit tragen stärker zur Linienstrahlung bei als die mit kleinerer. Die Folge sind scheinbare Emissionskerne der Absorptionslinien.

Im Hinblick auf Vergleiche mit Beobachtungen des IUE-Satelliten (1100 - 3200 Å) seien einige Linien besonders erwähnt. Als deutlich sichtbare Linien in IUE-Beobachtungen von vielen novaähnlichen Sternen und ausbrechenden Zwergnovae werden i.a. beobachtet bzw. identifiziert: Ly α (1216), N V (1239,1243), eine Absorption bei 1300 Å, die von einigen Autoren als Si III, von anderen als O I-Linie identifiziert wird, C II (1324,1335), Si IV (1394,1403), C IV (1548,1551), He II (1640) und Al III (1863).

Daß Ly α auf jeden Fall die stärkste Linie im Spektrum einer Akkretionsscheibe ist, steht außer Zweifel. Für die Interpretation der beobachteten Spektren ist sie allerdings unbrauchbar, da sowohl die interstellare Absorption des Ly α , als auch die Emission der Sonnenkorona zwangsläufig mit beobachtet werden, die beide ebenfalls sehr stark sein können, deren genaue Beiträge zur Strahlung im Einzelfall aber nicht bekannt sind.

Ein Punkt besonderer Uneinigkeit verschiedener Autoren ist die Identifikation der Linie bei 1300 Å - O I oder Si III (z.B. Fabbiano et al. (1981), Hassall (1985) - Krautter et al. (1981), Verbunt et al. (1984), Hassall et al. (1985)) Nach den hier angestellten Rechnungen scheidet eine Identifikation als O I sofort aus, sofern die Annahme erhalten bleibt, daß eine Akkretionsscheibe in etwa so strukturiert ist, wie in dieser Arbeit angenommen. O I wurde in die verwendete Linienliste zwar nicht eingeschlossen, aber einige Überlegungen im Vergleich mit den Linien des Kohlenstoff können angestellt werden. Das Ionisationspotential von O I nach O II beträgt 13.6 eV, das von C I nach C II 11.2 eV, und das von C II nach C III 24.3 eV; die kosmischen Häufigkeiten sind in etwa die gleichen. C II, C III und C IV sind in der mittleren und inneren Scheibe vergleichsweise stark, C I würde also nur in den äußeren Scheibengebieten auftreten können. Ein ähnliches Verhalten ist wegen der ähnlichen Potentiale für die Linien des Sauerstoff zu erwarten. Nun tragen aber die äußeren Scheibengebiete im UV so wenig zur Gesamtstrahlung bei, daß es ausgeschlossen erscheint, ein Absorptionsprofil, das in vielen Beobachtungen stärker ist als das von C II 1324/1335 Å, mit O I zu erzeugen. Der Absorptionskomplex von Si III bei 1300 Å hingegen ist, wie die synthetischen Spektren zeigen, sehr wohl in der Lage an der genannten Stelle ein starkes Linienprofil zu erzeugen; die vielen einzelnen hier beitragenden Kompo-

nenten können in der Wellenlängenauflösung des IUE im low resolution mode mit Sicherheit nicht aufgelöst werden.

Die Identifikationen von C II (1324/1335) und Si IV (1394/1403) sind eindeutig. In dem hier betrachteten Modell spielt die Absorption von N V bei 1239 und 1243 Å praktisch keine Rolle; es wird nur in der allerinnersten Scheibe und auch dort nur mit ziemlich kleiner Äquivalentbreite erzeugt. Ein ähnliches Problem ergibt sich für die Resonanzlinie von C IV (1548/1551): auch sie hat eine Äquivalentbreite, die um einiges kleiner als die in vielen Spektren beobachtete ist; nach den Rechnungen sollten die Linien von Al II (1540) und Fe III (1539) mindestens ebenso stark auftreten. Beide Linien, N V und C IV, würden sehr viel stärker hervortreten, wenn eine höhere Massentransferrate angenommen würde, die einen Anstieg der Temperatur in der Scheibe zur Folge hätte; da C IV und N V als Absorptionen nur in ausbrechenden Zwergnovae und novaähnlichen Sternen auftreten, erscheint die Annahme einer höheren als der hier verwendeten Massentransferrate ($10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$) eine plausible Erklärung der Diskrepanz zwischen Beobachtung und Theorie. Gleichzeitig würde dies erklären, warum in diesen Modellen relativ starke Linien von Fe II, Al III (1609 Å), Al II (1671 Å), Al II (1723 Å) und C II (1716 Å) i.a. nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden können. Bei einem erhöhten Massendurchsatz würden sie in Teilen der Scheibe entstehen, die einen strahlungsmäßig nur noch unbedeutenden Beitrag zur Gesamtstrahlung liefern.

Schließlich sei nun in Fig. VII.6 das integrierte Gesamtspektrum der Akkretionsscheibe im optischen und ultravioletten Spektralbereich gezeigt. Im UV sind die Beiträge der einzelnen Komponenten zur Linienstrahlung bei der hier verwendeten Auflösung von 1 Å oft nur schwer zu trennen, und wenn es sich nicht um synthetische Spektren handeln würde, bei denen die Beiträge zu einzelnen Profilen aufgeschlüsselt werden können, wäre in vielen Fällen eine sichere Identifikation schon hier unmöglich. Bei tatsächlichen Beobachtungen kommen außerdem Rauschen im empfangenen Signal und die Verbreiterung durch das Apparateprofil hinzu. Weitaus hinderlicher für eine Interpretation ist es dabei natürlich, daß Systemparameter i.a. nur recht ungenau bekannt sind.

Der High Resolution Spectrograph des Space Telescope wird Objekte bis zur 14. Größe im Wellenlängenbereich zwischen 1100 und 3200 Å

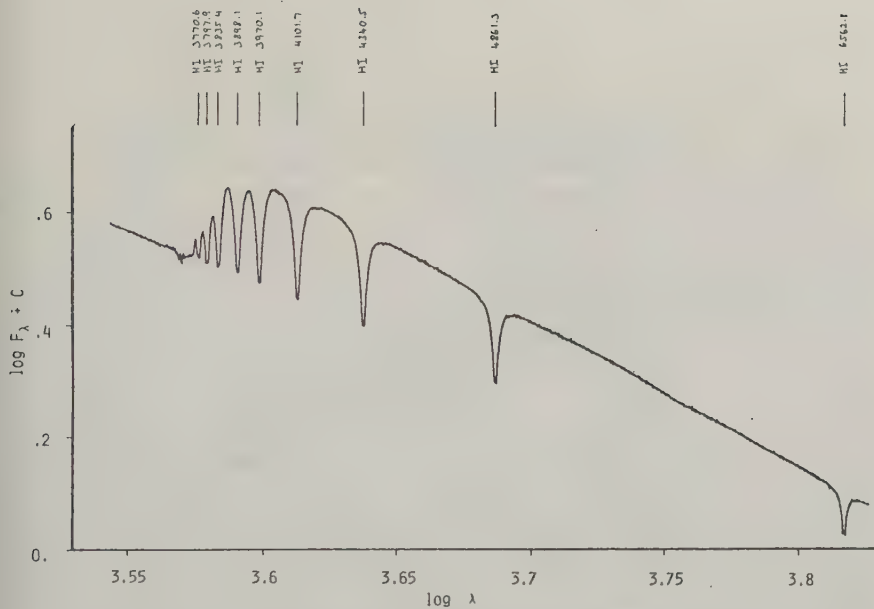
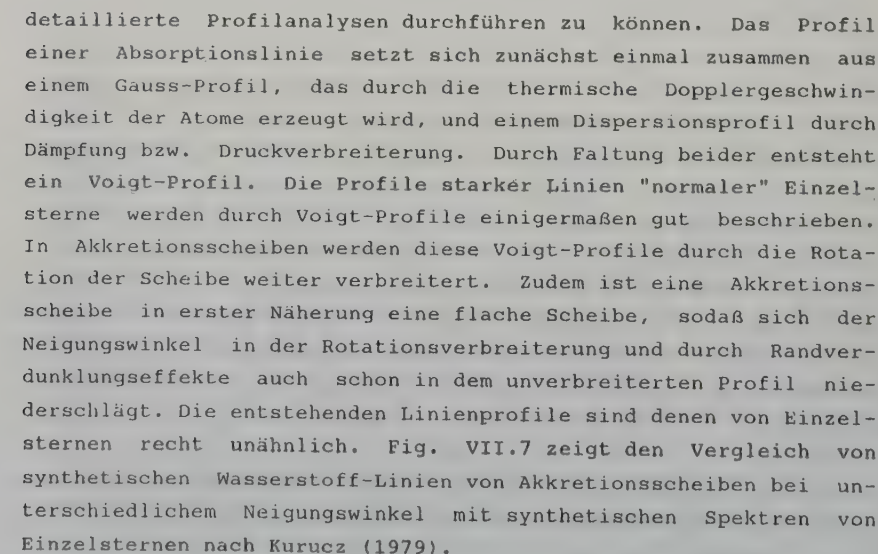


Fig. VII.6. Integriertes Gesamtspektrum des Modells Ala im a) optischen und b) ultravioletten Spektralbereich. Zu den logarithmischen Strahlungsflüssen ist jeweils eine beliebige Konstante C addiert worden. Im oberen Bildteil sind deutlich hervortretende Absorptionslinien identifiziert. Die Spektren sind nicht mit einer Profilmfunktion gefaltet.

mit einer Auflösung von voraussichtlich .15 Å beobachten können (Hall, 1982); der CASPEC-Spectrograph von ESO auf La Silla in Chile ist in der Lage im optischen Bereich Spektren ähnlich guter Auflösung zu liefern bei sehr gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Mit Beobachtungen so guter Qualität wird die Identifikation von Linien problemloser sein. In einem solchen Fall können die beobachteten Linienprofile wahrscheinlich herangezogen werden, um Rückschlüsse auf Entstehungsorte und dort herrschende Druck- und Temperaturverhältnisse zu ziehen. (Eine Verbesserung der spektralen Auflösung in den synthetischen Spektren ist ohne weiteres möglich.)

Sofern die dieser Arbeit zugrundegelegte Vorstellung über die Struktur von Kataklysmischen Variablen nicht völlig falsch ist, sollten grundsätzlich andere Linienprofile beobachtet werden als bei "normalen" Einzelsternen. Die bisherigen Beobachtungen von Kataklysmischen Variablen sind qualitativ nicht gut genug, um

[illegible]

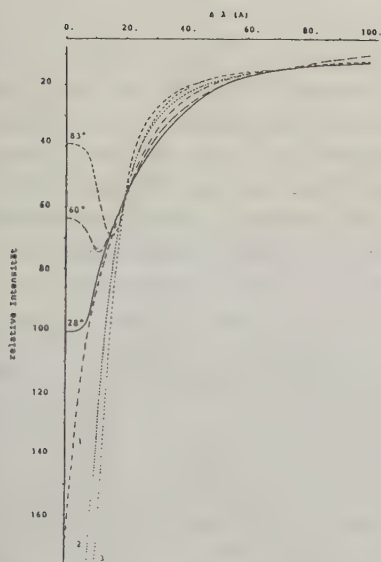


Fig. - VII.7. Profile der $H\beta$ -Linie. Profile des Modells $Ala\beta$ ($i = 28^\circ$, 60° , 83°) im Vergleich zu Profilen von Einzelsternen: (1): "Ring" bei $\lg r = 9.8$, $i = 28^\circ$ im Modell Ala ; (2): Kurucz (1979), Modell $T_{\text{eff}} = 15000 \text{ K}$, $\lg g = 4.5$; (3): Kurucz (1979), Modell $T_{\text{eff}} = 25000 \text{ K}$, $\lg g = 4.0$. Die Profile sind in relativen Intensitäten so angegeben, daß sie bei 4881 Å und 4931 Å alle dieselbe relative Intensität haben.

Da im Modell bekannt ist, welche Linien mit welchen Profilen unter welchen physikalischen Bedingungen entstehen, da fernerhin die Wirkung von differentieller Scheibenrotation und Systemrotation auf die Linienprofile bekannt sind, ist es sicher den Versuch wert, qualitativ sehr hochwertige Spektren von Zwergnovae oder novaähnlichen Sternen aufzunehmen und eine Profilanalyse zu versuchen.

VII.2. Einflüsse verschiedener Parameter und Annahmen auf das Gesamtspektrum

VII.2.1. Geometrische Breite der "Ringe"

Bevor der Einfluß anderer Parameter untersucht werden kann, muß geklärt werden, wie die Breite der zu berechnenden "Ringe" zweckmäßigerweise zu wählen ist, d.h. wie fein die Diskretisierung der Scheibe in radialer Richtung zu wählen ist, um die numerische Integration der Gesamtstrahlung sinnvoll durchführen zu können. Bei der Berechnung von aus Schwarzen Körpern aufgebauten Akkretionsscheiben hatte sich eine logarithmische Einteilung in radialer Richtung und eine Breite der Ringe .1 von als sinnvoll erwiesen. Es ist zu untersuchen, ob dies bei konsistent berechneten Spektren auch zutrifft, oder ob eventuell eine andere Breite vorteilhafter ist.

Die Modelle DR1 ($\Delta \lg r = .05$), Ala ($\Delta \lg r = .1$) und DR2 ($\Delta \lg r = .2$) werden miteinander verglichen. Die Unterschiede zwischen den berechneten Flußverteilungen sind klein. Bei Wellenlängen oberhalb der Lyman-Kante sind Unterschiede in der kontinuierlichen Flußverteilung von mehr als 10^2 überhaupt nur bei sehr großen Neigungswinkeln (83°) merklich (Fig. VII.8). Lediglich die Einsenkung der Linienkerne der Lyman-Linien (deren Berechnung vom Programm her schon nicht sehr genau ist, bei Beobachtungen werden sie zudem von den interstellaren Lyman-Linien überlagert - siehe Kap VI.3), ist auch bei geringerem Neigungswinkel etwas abhängig von der Breite der "Ringe"; Unterschiede liegen bei einem Vergleich der untersuchten Modelle in der Größenordnung von 10^2 und kleiner in den Linienkernen. Abgesehen von den Kernen werden die Profile der Lyman-Linien nicht von der Wahl der Ringbreite beeinflusst; bei den Balmer-Linien und allen berechneten Linien der schwereren Elemente sind keine Veränderungen feststellbar.

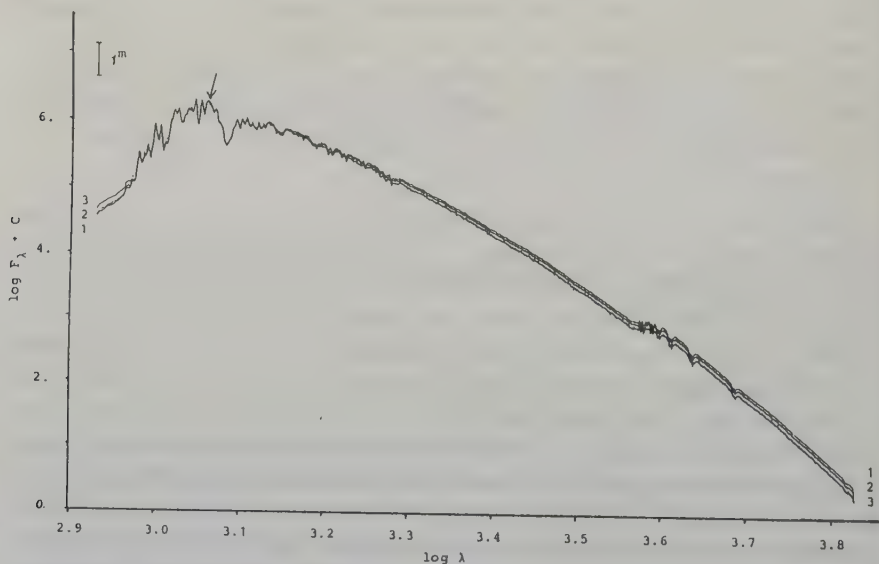


Fig. VII.8. Zur Wahl der Feinheit der Ringdiskretisierung. Relative Flußverteilungen bei numerischen Ringbreiten $\Delta \lg r$ von (1) .05 (Modell DR1), (2) .1 (Modell Ala) und (3) .2 (Modell DR2) bei einem Neigungswinkel von $i = 83^\circ$. Alle Flußverteilungen wurden mit einem modellspezifischen Faktor C in vertikaler Richtung so verschoben, daß sie bei $\lambda = 1140 \text{ \AA}$ denselben Fluß emittieren; Flüsse sind in relativen Einheiten angegeben, der Nullpunkt ist beliebig. Zur Orientierung ist die einer Größenklasse entsprechende Flußdifferenz angegeben.

Alle Veränderungen sind um etwa einen Faktor 10 kleiner zwischen den Modellen Ala und DR1 als zwischen Ala und DR2. Da der Aufwand an benötigter Rechenzeit von DR2 zu Ala und DR1 um jeweils einen Faktor zwei ansteigt, erschien eine Ringbreite von 0.1 (entsprechend Modell Ala) als akzeptabler Kompromiß zwischen Genauigkeit und möglichst geringem numerischem Aufwand. $\Delta \lg r = 0.1$ ist bei allen weiteren Modellrechnungen vorgegeben worden.

In dieser Arbeit werden nur relative Flußverteilungen untersucht. Trotzdem sei am Rande erwähnt, daß der integrierte Gesamtfluß der Scheibe bei einer gegebenen Wellenlänge bei einer Ringbreite von .2 Größenklassen in $\lg r$ (Modell DR2) um etwa 10^{-7} unter dem der Modelle Ala und DR1 liegt; Modelle Ala und DR1 unterscheiden sich aber nur unwesentlich voneinander. Die Ursache hierfür liegt in der Güte der Approximation des Temperaturverlaufs T_{eff} (Gl. III. 10) durch die stufenförmige Funktion $T_{\text{eff}}(\Delta \lg r)$ (Fig. VII.9). Nur an wenigen Punkten r in der Scheibe ist die bei der Diskretisierung angenommene Temperatur $T_{\text{eff}}(r)$ gleich der durch Gl. III.10 gegebenen Temperatur; in einem Teil der Scheibe wird eine zu niedrige, in einem geometrisch größeren Teil eine zu hohe angenommen. Da aber der Fluß mit $F_{\lambda} \sim T_{\text{eff}}^4 \sim r^{-3}$ abfällt, die ihn emittierende Fläche aber nur mit $A \sim r^2$ anwächst, wird durch die gewählte logarithmische Diskretisierung die Temperatur in der Akkretionsscheibe systematisch unterschätzt. Je kleiner $\Delta \lg r$ gewählt wird, desto kleiner wird die mittlere Temperaturunterschätzung.

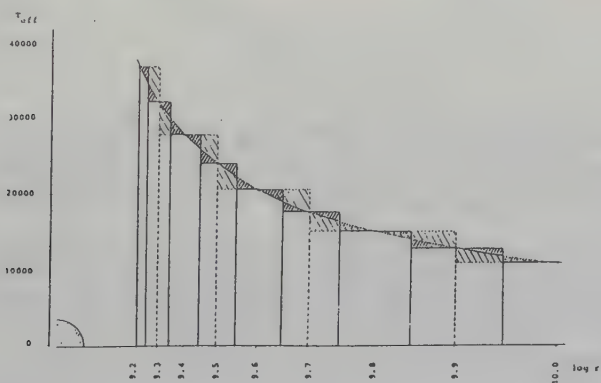


Fig. VII.9. Die lokal in der Scheibe herrschende Effektivtemperatur $T_{\text{eff}}(r)$ wird durch eine stufenförmige Funktion mit Stufen der Breite $\Delta \lg r$ approximiert.

VII.2.2 Drehimpulsübertrag

Das radiale Temperaturgesetz in der Scheibe enthält einen Term, der die Größe des von der Scheibe auf den Weißen Zwerg übertragenen Drehimpulses beschreibt (Kap. III.2). Die genaue Größe dieses Terms ist unbekannt. In Fig. VII.10 sind die Temperatur- und Spektralverläufe für zwei mögliche Alternativen

$$T_{\text{eff}}^4 = \frac{3 \tau M_{\text{WD}} \dot{M}}{8 \pi \sigma r^3} \left(1 - \frac{\sqrt{R_{\text{WD}}}}{\sqrt{r}} \right) \quad \text{Gl. VII.1}$$

und

$$T_{\text{eff}}^4 = \frac{3 \tau M_{\text{WD}} \dot{M}}{8 \pi \sigma r^3} \quad \text{Gl. VII.2}$$

dargestellt. Eine geänderte Effektivtemperatur bei gleichbleibender Geometrie und gleichbleibender Schwerebeschleunigung führt zunächst zu einer Änderung des emittierten Gesamtflusses, dann aber auch zu einer Änderung der Atmosphärenschichtung an einem gegebenen Radiuspunkt. Der Gesamtfluß in Modell T2a ist größer als in Modell Ala, das Kontinuum verläuft steiler, da die Temperatur allgemein höher liegt als in Ala. Je größer der Neigungs-

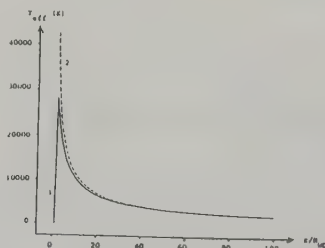


Fig. VII.10.a Das radiale Temperaturgesetz $T_{\text{eff}}(r)$ (Gl. VII.10) enthält einen Term, der die Größe des Impulsübertrages von der Scheibe auf den Weißen Zwerg beschreibt. Die Größe des Terms ist unbekannt. Anhand zweier Grenzfälle (Gln. VII.1 (1) und VII.2 (2)) wird die Auswirkung auf das von der Scheibe emittierte Spektrum untersucht.

(1) = Modell Ala, T_{eff} entsprechend Gl. VII.1, (2) = Modell T2a, T_{eff} entsprechend Gl. VII.2. Zu den emittierten Gesamtflüssen ist eine modellspezifischer Faktor C so addiert worden, daß die Flüsse bei den mit einem Pfeil bezeichneten Wellenlängen gleich sind. Der Nullpunkt der Flußverteilungen ist beliebig.

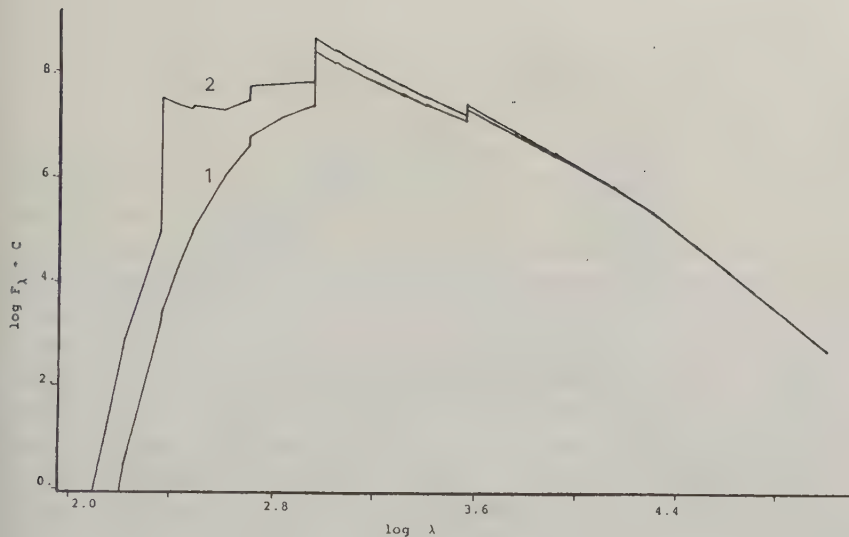


Fig. VII.10.b.

Fig. VII.10.b) Kontinuierliche Gesamtstrahlung bei $i = 28^\circ$. Der Effekt ist am größten bei nicht beobachtbaren Wellenlängen. c) Strahlungsverteilung mit Linienabsorption bei $i = 20^\circ$. d) Relative Flüsse im UV. Je größer der Neigungswinkel des Systems ist, desto unterschiedlicher werden die mit Gl VII.1 oder VII.2 berechneten Flußverteilungen.

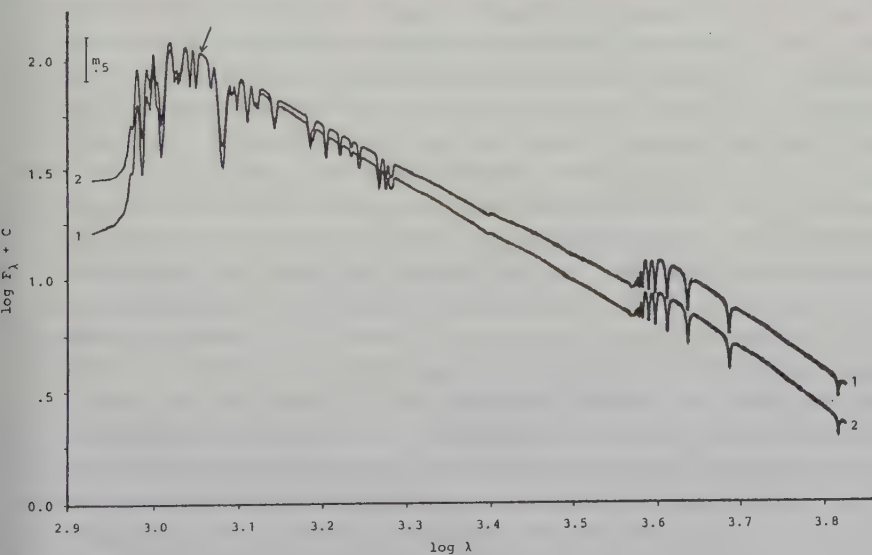


Fig. VII.10.c

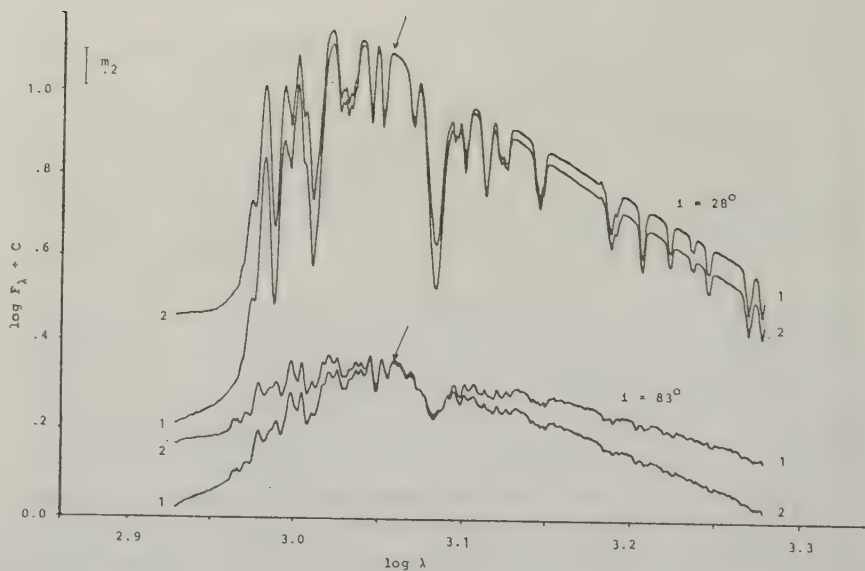


Fig. VII.10.d

winkel ist, unter dem das System betrachtet wird, desto ausgeprägter ist dieser Effekt, d.h. desto kleiner ist der Spektralindex α_λ von T2a im Vergleich zu Ala - eine Folge der geänderten vertikalen Atmosphärenschichtung. Diese geänderte Schichtung macht sich erwartungsgemäß ebenfalls sehr deutlich in den Linien bemerkbar: Der von den Linien absorbierte Fluß ist größer im Modell T2a, die Äquivalentbreiten der Linien, d.h. der Fluß in den Linien relativ zum Kontinuumsfluß ist aber kleiner als in Ala. Wenn also nur die relative Flußverteilung untersucht wird - was insofern einem Vergleich mit Beobachtungen entspricht, da die Bestimmung des Gesamtflusses eines Sterns die Kenntnis von dessen Entfernung voraussetzt, was bei keiner Zwergnova und keinem novähnlichen System mit ausreichender Genauigkeit gewährleistet ist - erscheinen die Linien eines Modells, dessen radiales Temperaturgesetz nach Gl. VII.2 bestimmt ist (Modell T2a) schwächer als die des entsprechenden Modells Ala, dessen Temperaturgesetz durch Gl. VII.1 bestimmt ist. Im Modell T2a sind die Linien auch etwas schmaler als in Ala: die höhere Temperatur bei T2a führt zunächst zu einer etwas größeren Druckverbreiterung in den Linien, sie entstehen aber systematisch in im Vergleich zu Ala weiter vom Weißen Zwerg entfernten Scheibengebieten, in denen die Keplerrotation und also auch die dadurch verursachten Linienverbreiterungen geringer sind.

VII.2.3. Einfluß der Variabilität der Schwerebeschleunigung in vertikaler Richtung

Die Gravitationsbeschleunigung g_z in Richtung senkrecht zur Rotationsebene der Scheibe nimmt mit wachsendem Abstand vom Scheibenzentrum ($z = 0$) zu (Gl. III.5.b). Die Atmosphäre einer Akkretionsscheibe unterscheidet sich in diesem Punkt grundsätzlich von der eines Sterns, bei dem g mit wachsendem Abstand vom Mittelpunkt des Sterns - nach außen - abnimmt. Die Gravitationsbeschleunigung bestimmt die Druckschichtung einer Atmosphäre, die sich in den Profilen der Spektrallinien widerspiegelt. Folglich sollten die Linienprofile eines Scheibenspektrums grundsätzlich anders aussehen als die eines Sternes mit gleichem g und T_{eff} bei der optischen Tiefe $\tau = 2/3$. Die Größe des Effektes ist abhängig davon, wie stark sich g innerhalb der Atmosphäre ändert. Abgesehen von Überriesen, Sternen mit sehr ausgedehnten Atmosphären, ist bei normalen Sternen die Änderung so gering, daß Sternatmosphären fast immer mit $g_z = \text{const}$ gerechnet werden. Insbesondere gilt dies ($g_z = \text{const}$) für fast alle publizierten Sternatmosphären (Carbon, Gingerich (1969); Hummer, Mihalas (1970); Johnson (1974); Kudritzki (1976); Kurucz (1969,1979); Mihalas (1972); u.a.). Nun sind Masse und Radius von Sternen, und damit g an ihrer Oberfläche einigermaßen gut bekannt, sodaß es leicht abzuschätzen ist, wie dick die Atmosphäre im Vergleich zum Sternradius ist, und wie sich also die Gravitationsbeschleunigung ändert. Anders sieht es bei Akkretionsscheiben aus. Es ist nicht bekannt, in welcher Höhe z_0 über der Rotationsebene eine Scheibe optisch dünn wird. Diese Höhe hängt von vielen Parametern ab, insbesondere von der Massentransportrate in der Scheibe, d.h. von der Masse und dem Reibungsmechanismus an jedem Ort in der Scheibe - beides ist Gegenstand von Spekulationen, zudem wahrscheinlich zeitlich variable für ein System. Eine einfache Abschätzung, wie dick die Atmosphäre im Vergleich zur optisch dicken Scheibe ist (wie stark sich g_z in der Atmosphäre noch ändert) ist also nur möglich, wenn gleichzeitig ein Wert für $z(\tau = 2/3)$ angenommen wird. Wenn Scheibenatmosphären selbstkonsistent berechnet werden, stellt sich die Frage nach einem mit der Höhe variablen g_z nicht, da statt $g_z = \text{const}$ ebenso gut für jede Höhe z das entsprechende g_z berechnet werden kann (Gl. III.5.b).

In einigen Publikationen (Herter et al. (1979); Kiplinger (1979); Mayo et al (1980); Schwarzenberg-Czerny, Rozycka (1977); Wade (1984)) sind unter unterschiedlichen Annahmen die Spektren von Akkretionsscheiben berechnet worden. In all diesen Arbeiten wurde $g_z = \text{const}$ angenommen. Einige Autoren machen Abschätzungen darüber, ob dies gerechtfertigt ist, daß die von ihnen zu dieser Abschätzung verwendeten Kriterien auch tatsächlich zutreffen, ist aber nicht immer offensichtlich. In Kap. VIII. wird diese Frage im Zusammenhang mit den entsprechenden Arbeiten diskutiert werden.

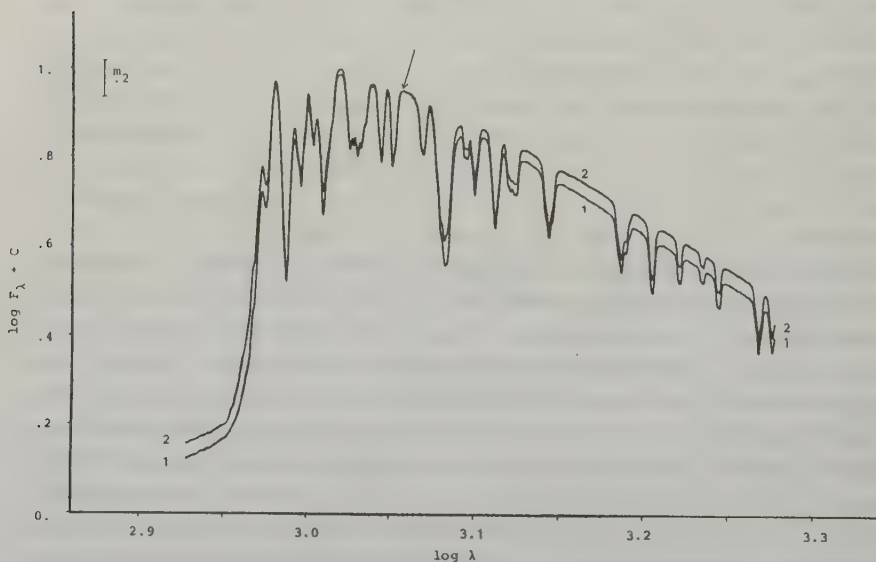


Fig. VII.11. Eine Berücksichtigung der Variabilität der Schwerebeschleunigung $g_z(r)$ innerhalb der Atmosphäre macht sich nur bei den geometrisch allerdünnsten Scheiben im emittierten Spektrum marginal bemerkbar. (1) = Modell Z1, $g_z(r) = \gamma M_{WD} z^3 / r^4$, (2) = Modell G1, $g_z(r) = \gamma M_{WD} z^3 / r^2 = \text{const.}$, $\alpha = 0.05$, $i = 28^\circ$. Die Darstellung ist analog Fig. VII.10.

Der unterschiedliche Kontinuumsverlauf der beiden Modelle rührt daher, daß die Bedingung $\tau(z=0) \gg 1$ bei $\alpha = 0.05$ durchaus nicht mehr erfüllt ist, bei konstantem g_z noch weniger als bei variablem. Für die Untersuchung der Linienprofile dürfte dies keine allzu große Rolle spielen, da selbst die Flügel der stärksten Linien erst bei $\tau \ll 2/3$ entstehen; zu bedenken ist allerdings, daß bei einer optisch (fast) dünnen Scheibe die Gravitationsenergie innerhalb der Atmosphäre freigesetzt werden muß, was die Natur der emittierten Spektren sehr ändern dürfte.

Hier soll allgemein untersucht werden, unter welchen Bedingungen die Annahme $g = \text{const}$ gerechtfertigt ist. Für verschiedene Winkel $\alpha = \arctan z_O(r)/r$ zwischen 5° und 25° bei gleichen Werten für $M_{WD} = 1 M_\odot$, $\dot{M} = 10^{-9} M_\odot/\text{yr}$, $r_i = 10^{9.2} \text{ cm}$ und $r_a = 10^{10.6} \text{ cm}$ (Tabelle VI.2) wurden Modellatmosphären und Scheibenspektren berechnet, jeweils mit $g_z(r) = \text{const}$ und $g_z(r) = \tau M_{WD} z / r^3$. (Die Wahl der Systemparameter, außer α , spielt für die Untersuchung der gestellten Frage keine Rolle, da nur α die vertikale Atmosphärenstruktur relevant bestimmt.)

Eine Untersuchung der Spektren liefert ein zunächst verblüffendes Ergebnis: Ein Unterschied zwischen den entsprechenden Spektren mit gleichem g_z ($r, \tau = 2/3$) ist überhaupt nur bei dem kleinsten untersuchten Winkel ($\alpha = 5^\circ$) feststellbar, und auch hier treten Unterschiede in den Linienprofilen nur für den kleinsten untersuchten Neigungswinkel des Systems ($i = 28^\circ$) auf, bei größeren Winkeln verschwinden die Effekte in der Strichdicke der Plots (Fig. VII.11).

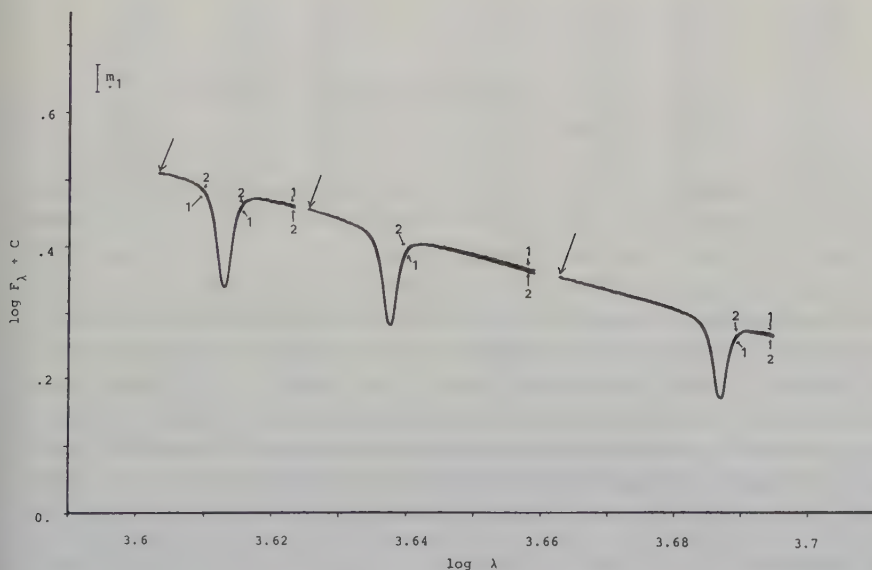


Fig. VII.11.b

Tabelle VII.1 gibt die Schwerebeschleunigung g_z bei den optischen Tiefen $\tau = 2/3$ und $\tau = 10^{-4}$ der Modell Z1 und Z2a ($\alpha = 0.05$ und 0.5) wider. Mit diesen Zahlenwerten wird deutlich, daß sich im Modell Z1 g_z zwischen $\tau = 2/3$ und $\tau = 10^{-4}$ um etwa einen Faktor 8.5 ändert; bei größerem α wird die Variation von g_z rasch kleiner. -- Dieses Resultat wird bestätigt durch die Änderung der Dichte mit der optischen Tiefe (Fig. VII.12): bei $\alpha = 0.5$ unterscheiden sich die Atmosphärenmodelle mit oder ohne variabler Gravitationsbeschleunigung nur sehr wenig voneinander, bei $\alpha = 0.05$ ist der Unterschied erheblich.

Tabelle VII.1

Änderung der vertikalen Gravitationsbeschleunigung in den Atmosphären der Modelle Z1 und Z2a

lg r	Modell Z1			Modell Z2a		
	$\tau=2/3$	$\tau=10^{-4}$	$\frac{g(\tau=2/3)}{g(\tau=10^{-4})}$	$\tau=2/3$	$\tau=10^{-4}$	$\frac{g(\tau=2/3)}{g(\tau=10^{-4})}$
9.2	4.67	5.60	8.51	5.67	5.81	1.38
9.3	4.47	5.41	8.71	5.47	5.62	1.41
9.4	4.27	5.23	9.12	5.27	5.42	1.41
9.5	4.07	5.03	9.12	5.07	5.23	1.45
9.6	3.87	4.84	9.33	4.87	5.03	1.45
9.7	3.67	4.64	9.33	4.67	4.83	1.45
9.8	3.47	4.43	9.12	4.47	4.63	1.45
9.9	3.27	4.22	8.91	4.27	4.43	1.45
10.0	3.07	4.00	8.51	4.07	4.22	1.40
10.1	2.87	3.81	8.65	3.87	4.02	1.41
10.2	2.67	3.62	8.91	3.67	3.82	1.41
10.3	2.47	3.41	8.71	3.47	3.61	1.38
10.4	2.27	3.19	8.32	3.27	3.40	1.35
10.5	2.07	2.99	8.32	3.07	3.20	1.35
10.6	1.87	2.80	8.51	2.87	3.01	1.38

Die Unterschiede in den Linienprofilen in Fig. VII.11 sind aber sicherlich so gering, daß sie, wenn sie in Beobachtungen auftreten würden, nicht nachweisbar wären. Die Frage, in wieweit die Variabilität der Gravitationsbeschleunigung in vertikaler Richtung in Akkretionsscheiben bei der Berechnung von Spektren berücksichtigt werden muß, läßt sich also so beantworten:

Solange gewährleistet ist, daß die Scheibe an dem untersuchten Radiuspunkt wirklich optisch dick ist, d.h. $\tau(z=0) \gg 1$, kann die Variation von g in der Atmosphäre vernachlässigt werden;

In optisch dünnen oder fast dünnen Scheiben muß sie berücksichtigt werden.

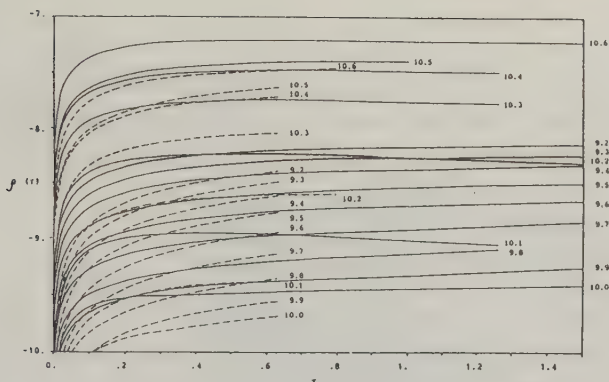


Fig. VII.12. Variation der Dichte ρ in der Atmosphäre mit der optischen Tiefe τ . Bei einer geometrischen Scheibendicke von $\alpha = 95$ unterscheiden sich die Schichtungen der mit oder ohne Variabilität von g_2 berechneten Modelle praktisch nicht voneinander; bei $\alpha = 905$ ist der Unterschied deutlich: — = Modell Z1, g_2 variabel, ---- = Modell G1, $g_2 = \text{const.}$ Die Linien $\rho(\tau)$ sind mit $\lg l$ gekennzeichnet.

VII.2.4 Der Einfluß des Neigungswinkels

Sterne, sphärisch symmetrische Objekte, emittieren ihre Strahlung gleichmäßig in alle Richtungen des Raumes. Anders ist es bei Akkretionsscheiben, die in erster Näherung zweidimensional sind. Die von ihnen empfangene Strahlung ist stark abhängig von dem Winkel zwischen Scheibenebene und Sichtlinie des Beobachters. Der Grund hierfür ist analog der bei Sternen beobachteten Mitte-Rand-Variation.

Definitionsgemäß kann bei jeder Wellenlänge bis zu einer optischen Tiefe $\tau = 2/3$ in eine Atmosphäre hineingesehen werden. Die optische Tiefe ist mit der geometrischen verknüpft durch

$$d\tau = \int \kappa dz$$

Gl. VI.3

Die Atmosphäre einer Akkretionsscheibe ist planparallel geschichtet. Die vertikale Temperaturstruktur ist ebenfalls an die optische Tiefe in vertikaler Richtung geknüpft:

$$T^4(\bar{\tau}) = \frac{3}{4} T_{\text{eff}}^4 \left(\bar{\tau} + \frac{2}{3} \right)$$

Gl. VII.4

Die Effektivtemperatur ist diejenige Temperatur, die in der Tiefe $\bar{\tau} = 2/3$ herrscht. Es sei eine vertikale Atmosphärenstruktur betrachtet:

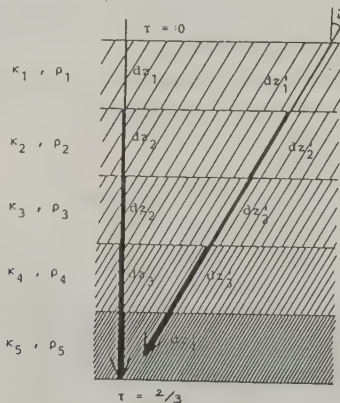


Fig. VII.13. Unter jedem Winkel i kann nur bis zu einer optischen Tiefe $\tau = 2/3$ in die Atmosphäre hineingesehen werden. Bei Winkel $i > 0^\circ$ wird $\tau = 2/3$ schon in Tiefen der Temperatur $T < T_{\text{eff}}$ erreicht.

Durch die Schichtung hindurch sind die geometrischen Weglängen dz in vertikaler Richtung ($i = 0^\circ$) am kürzesten, man sieht auf die am tiefsten gelegenen, heißesten Schichten. Wenn i wächst, werden in jeder Schicht (κ, ρ) die dort zurückgelegten Wege dz' größer, die Absorption in dieser Schicht ist dadurch größer, $\tau = 2/3$ wird schon in einer höhergelegenen, kühleren Schicht erreicht. Es ist also zu erwarten, daß der empfangene Strahlungsfluß mit wachsendem Neigungswinkel i abnimmt.

Unter einem je größerem Winkel Strahlung emittiert wird, desto flacher verläuft die kontinuierliche Strahlungsverteilung, und desto schwächer werden auch die Linien (Fig. VII.14). Die Randverdunklung spiegelt zunächst die Temperatur - Druck - Schichtung der Atmosphäre wider. Es ist daher nicht verwunderlich, daß die geometrische Dicke der Scheibe (die sich vor allem in der Größe der Gravitationsbeschleunigung g auswirkt) wesentlich die Randverdunklung bestimmt, da der gleichen geometrischen Tiefe verschiedene Werte von Druck und Temperatur entsprechen (Fig.

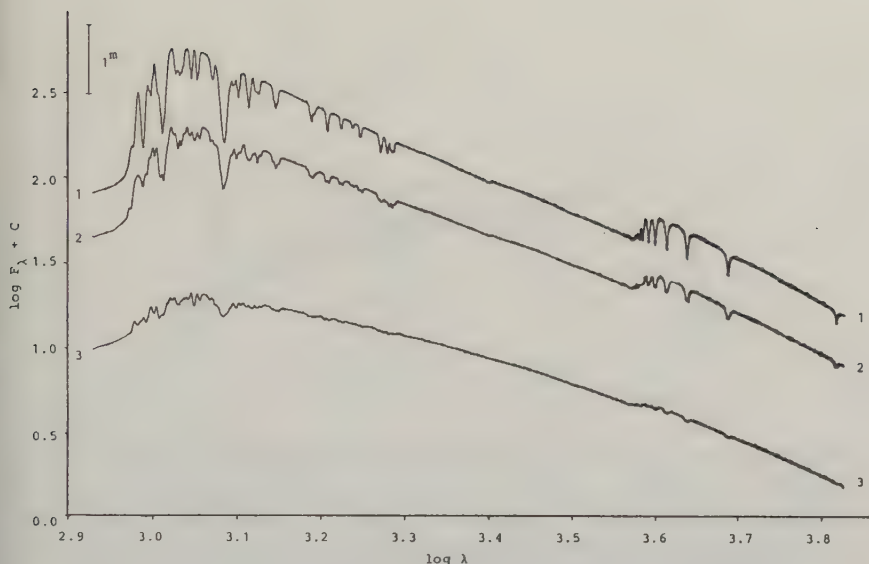


Fig. VII.14.a Einfluß des Neigungswinkels i auf das emittierte Spektrum. Modell Ala, $i = 28^\circ$ (1), 60° (2) und 83° (3). Darstellung wie in Fig. VII.10. Die Konstante C ist dieselbe für alle drei Flußverteilungen.

VII.13). Die Randverdunklung wirkt auf die Linien und das Kontinuum in unterschiedlicher Weise, da der Absorptionskoeffizient in unterschiedlicher Weise von Druck und Temperatur abhängt.

Wenn man von der Rotation der Scheibe absieht, werden nur die Kerne der Spektrallinien tiefer, wenn i kleiner wird, die Breite der Flügel bleibt erhalten.

Im Gesamtspektrum der Scheibe tritt durch die Rotation ein weiterer Effekt auf: bei Betrachtung unter wachsendem Neigungswinkel i wird die kreisförmige Scheibe scheinbar zu einer flachen Ellipse verzerrt; dabei nimmt der relative Flächen-, d.h. auch der Intensitätsanteil der Gebiete mit großer Radialgeschwindigkeit relativ zum Beobachter zu (Fig. VII.5). Es ergibt sich dadurch eine Doppelpeak-Struktur der Absorptionslinien, die einen zentralen Emissionskern vortäuscht, der eine rein geometrische Ursache hat und mit zunehmendem i immer deutlicher hervortritt (Fig. 14.b).

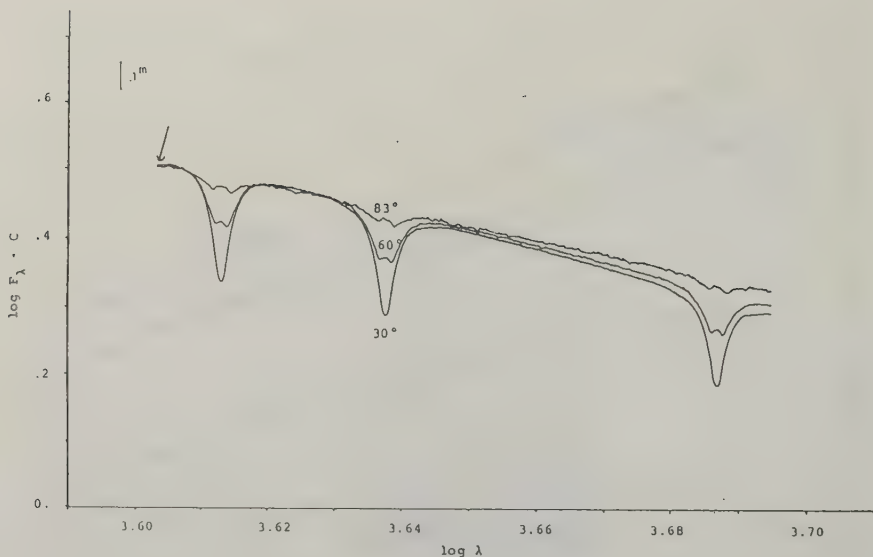


Fig. VII.14.b Änderung der Linienprofile der emittierten Strahlung bei Änderung des Neigungswinkels (Modell Ala).

VII.2.5. Die vertikale Höhe der Scheibe

Als nächstes wäre zu untersuchen, wie sich die geometrische Dicke der Scheibe (Höhe z über der Rotationsebene) auf das emittierte Spektrum auswirkt. Die Größe, durch die sich die Scheibendicke in den Spektren widerspiegelt, ist die Gravitationsbeschleunigung g_z , sie wächst annähernd linear mit zunehmendem Abstand von der Mittelebene (Gl. III.5.b).

Drei Extremfälle sollen zur Illustration dienen: Modell Z1 ($\alpha = 0^\circ$), bei dem in der Zentralebene die optische Tiefe $\tau = 1$ nur wenig übersteigt und Modell Z7 ($\alpha = 15^\circ$), bei dem langsam nicht mehr von einer geometrisch dünnen Scheibe gesprochen werden kann, und ein Mittelwert von $\alpha = 5^\circ$ (Modell z5a). Modelle mit anderen Winkeln α ordnen sich mit ihren Spektren zwischen diese ein (Fig. VII.15).

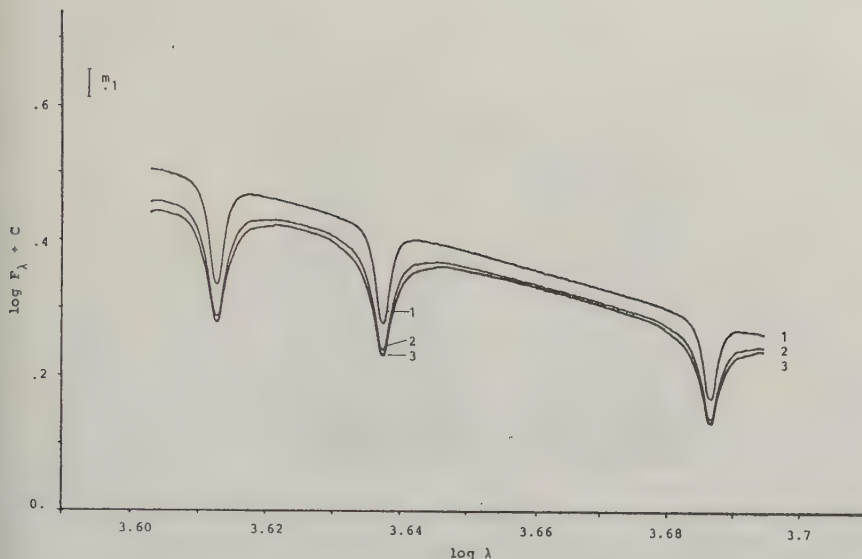


Fig. VII.15. Einfluß der geometrischen Dicke der Scheibe auf das emittierte Spektrum. Die angenommene Dicke α wirkt sich über die Gravitationsbeschleunigung $g_z(r)$ vor allem auf die Linienprofile aus. (1) = Modell Z7, $\alpha = 0.05$, (2) = Modell Z5a, $\alpha = 5^\circ$, (3) = Modell Z7, $\alpha = 15^\circ$. Darstellung wie in VII.10. Die Konstante C ist dieselbe für alle Flußverteilungen.

Verschiedene Akkretionsscheiben, die sich nur in dem Winkel $\alpha = \arctan z_0/r$ unterscheiden und ansonsten gleiche Systemparameter haben, werden unter demselben Neigungswinkel i betrachtet. Der kontinuierliche Strahlungsfluß ist unterschiedlich für unterschiedliche α . Dies Verhalten ist darauf zurückzuführen, daß bei größerem α die Gravitationsbeschleunigung g_z größer ist und die Atmosphäre stärker zusammengedrückt ist; $d\tau/dz$ wird größer mit größerem α . Die Temperaturschichtung $T(z)$ in der Atmosphäre ist nach Gl. V.23 nur bestimmt durch die Schichtung der optischen Tiefe $\tau(z)$. Wird die Scheibe unter einem anderen Neigungswinkel als $i = 0^\circ$ betrachtet, wird die optische Tiefe $\tau = 1$ (Entstehungstiefe des beobachteten Kontinuums) schon höher in der Atmosphäre, d.h. bei einer niedrigeren Temperatur erreicht, die emittierte kontinuierliche Strahlung ist in ihrer Intensität geringer und das Spektrum verläuft flacher. So ist es erklärlich, daß bei größeren g_z das Kontinuum bei niedrigeren Temperaturen entsteht:

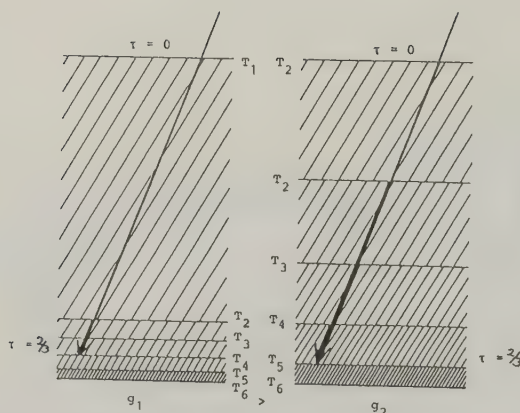


Fig. VII.16. Wenn sich die Atmosphärenschichtung ändert, wird die optische Tiefe $\tau = 2/3$ bei einer anderen Temperatur erreicht, sofern $i \neq 0^\circ$.

Der zweite Effekt ist, daß mit zunehmendem α die Linien breiter werden. Dies ist zurückzuführen auf die größere Druckverbreiterung bei größerem g_z , ein Verhalten völlig analog zu dem von Zwerg- und Riesensternen.

VII.2.6. Einfluß von Zentralmasse und Massentransferrate

Die Masse des Weißen Zwerges M_{WD} und die Massentransferrate $\dot{M}$ gehen nur in das radiale Temperaturgesetz, dort aber in gleicher Weise ein und beeinflussen so die emittierte Strahlung in derselben Weise. Nur unterscheiden sich die möglichen Sternmassen um höchstens eine Faktor drei ($.5 M_O \leq M_{WD} \leq 1.4 M_O$), während Massentransferraten zwischen 10^{-7} und $10^{-12} M_O/\text{yr}$ durchaus realistisch erscheinen und in entsprechend drastischer Weise auf das Temperaturprofil der Scheibe einwirken. Spektralindizes und Form und Stärke der auftretenden Spektrallinien werden vor allem durch die Temperatur bestimmt, sodaß bei Änderung von $\dot{M}$ sich das emittierte Spektrum in seiner Natur sehr ändern kann. Speziell ist anzunehmen, daß bei kleinem $\dot{M}$ und/oder bei in radialer Richtung

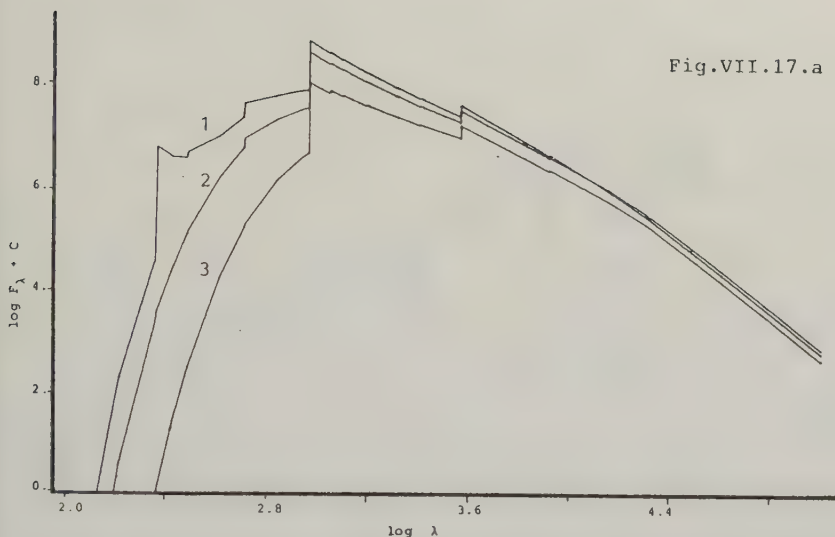


Fig.VII.17.a

Fig. VII.17. Einfluß der Masse des Zentralsterns auf das emittierte Spektrum. (1) = Modell MS3, $M_{WD} = 1.3 M_{\odot}$, (2) = Modell A1e, $M_{WD} = 1.0 M_{\odot}$, (3) = Modell MS1, $M_{WD} = 0.5 M_{\odot}$. a) Die größten Effekte treten kurzwellig der Lyman-Kante in einem nicht beobachtbaren Wellenlängenbereich auf. Darstellung wie in VII.11 die vertikale Verschiebung ist gleich für alle Modelle. Fig. VII.17.b. c) Die Variation von M_{WD} hat nur einen geringen Einfluß auf die Linienprofile. Bei kleiner werdender Sternmasse steigt die Größe des Lyman- und Balmer Sprunges deutlich an. Die kontinuierliche Strahlungsverteilung ändert sich vor allem im UV deutlich. In Fig. VII.17.b ist die Konstante C dieselbe für alle Modelle.

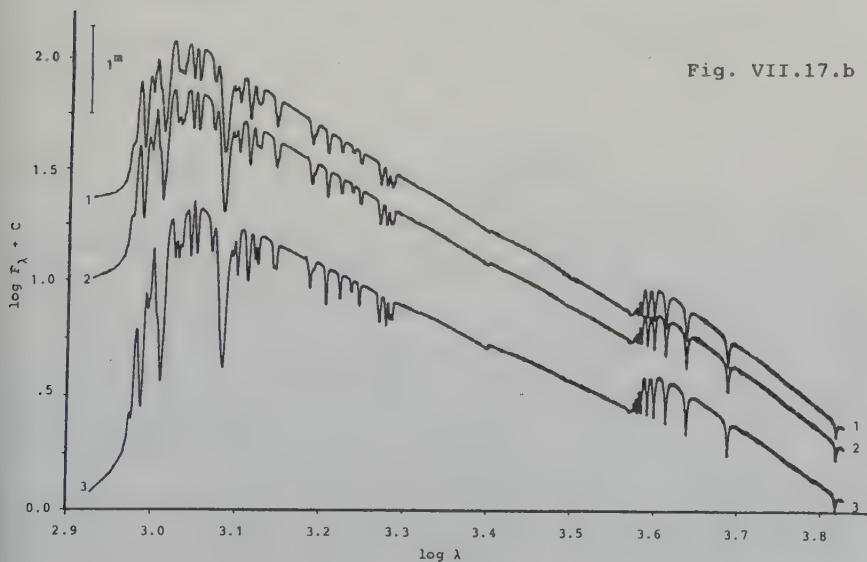


Fig. VII.17.b

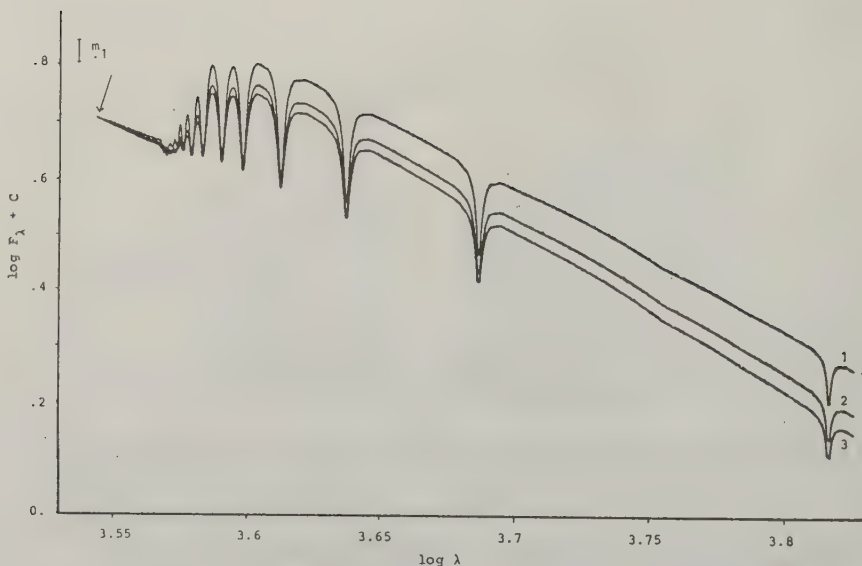


Fig. VII.17.c

nicht konstantem $\dot{M}$ Teile der Akkretionsscheibe optisch dünn werden, was die Natur des Spektrums ebenfalls sehr ändert; dieser letzte Fall wird hier nicht behandelt. Durch die Zentralmasse kann das Spektrum im Vergleich zu der Wirkung von $\dot{M}$ nur relativ unwesentlich beeinflusst werden. Fig. VII.17 zeigt annähernde Extremfälle: $M_{WD} = .5 M_{\odot}$ und $1.3 M_{\odot}$. Eine größere Masse des Weißen Zwerges erhöht den Gesamtfluß, ohne jedoch die kontinuierliche spektrale Intensitätsverteilung sehr zu verändern. Die Profile der Spektrallinien werden etwas breiter durch die größere thermische Dopplergeschwindigkeit der Atome bei höheren Temperaturen. Die Linienkerne erscheinen bei kleinerer Sternmasse tiefer eingesenkt, dies liegt aber lediglich an der in diesen Diagrammen gewählten logarithmischen Darstellungsweise. Die größten Effekte zeigt eine geänderte Zentralmasse in extremen UV, kurzweilig der Lyman-Kante, also in Wellenlängenbereichen, die wegen der interstellaren Absorption sowieso nicht beobachtbar und daher auch für die hier angestellten Untersuchungen irrelevant sind.

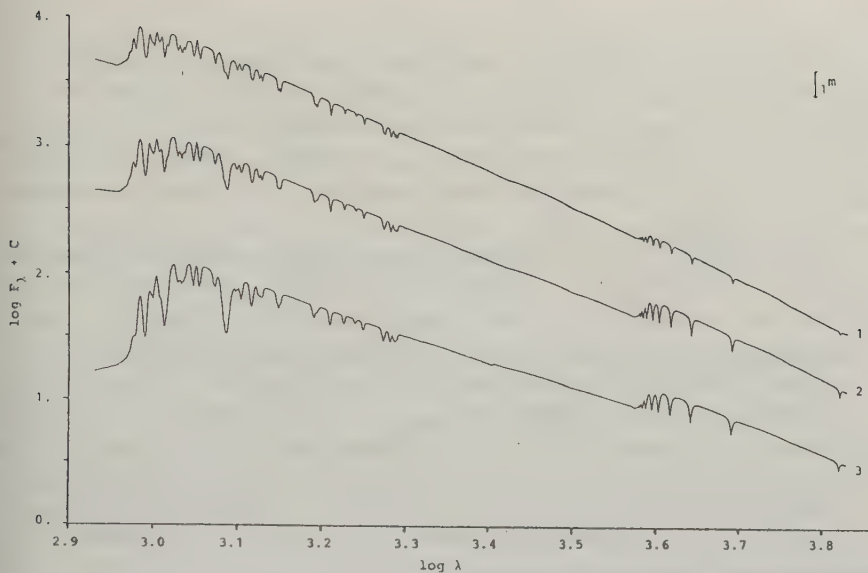


Fig. VII.18. Einfluß der Massentransferrate auf das emittierte Spektrum. (1) = Modell MP1, $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$, (2) = Modell MP2, $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$, (3) = Modell A1a, $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$. Darstellung wie in Fig. VII.10; die Konstante C ist dieselbe für alle Modelle.

Schon geringe Änderungen in der Massentransferrate hingegen haben große Effekte. Die Tendenz der spektralen Änderungen und ihre physikalischen Gründe sind dieselben wie bei geänderter Zentralmasse (Fig. VII.18). Bei großen Massentransferraten ist auch zu berücksichtigen, daß in der inneren Scheibe die Näherung des LTE nicht mehr unbedingt gut ist (Fig. V.1.).

VII.2.7. Außen- und Innenradius der Scheibe

Bei welchem Abstand vom Weißen Zwerg der Außenradius der optisch dicken Scheibe liegt, hängt außer von der Menge der vom Sekundärstern überströmenden Materie vor allem von der Viskosität der in der Scheibe zirkulierenden Materie ab. Da über diese Viskosität so gut wie nichts bekannt ist, ist auch die Größe des Außenradius der Scheibe unbekannt. Beobachtungsmäßig ist er auch nur mit größter Unsicherheit festlegbar.

Die Annahme einer stationären Scheibe impliziert, daß der Massendurchsatz in radialer Richtung überall in der Scheibe gleich groß ist, d.h. daß nirgends Materie gespeichert wird. Die Akkretions-

scheibe erstreckt sich also, wenn von einer möglichen Grenzschicht einmal abgesehen wird, bis auf die Oberfläche des Weißen Zwerges, sofern dieser kein Magnetfeld besitzt. Wenn er eines besitzt, ist es durchaus möglich, daß der Alfvén-Radius R_A (der Radius, bei dem der Druck des magnetischen Feldes gleich ist dem Druck der einfallenden Materie) größer wird als der Sternradius R_{WD} ; nun limitiert R_A und nicht mehr R_{WD} den Innenradius der Scheibe.

Der Alfvén-Radius ist nach Lamb et al. (1973) gegeben durch

$$R_A = 2.6 \cdot 10^{10} \left(\frac{B R_{WD}}{10^{10}} \right)^{4/7} (M_{WD})^{1/7} \left(\frac{L_x R_{WD}}{10^{43}} \right)^{-2/7} \quad \text{Gl. VIII.5}$$

Die Röntgenleuchtkraft L_x einer Zwergnova oder eines nova-ähnlichen Systems ist höchstens annähernd so groß wie die Gesamt-leuchtkraft der Restscheibe, also

$$L_x \leq \frac{\tau \dot{M}_{WD} \dot{M}}{2 R_{WD}} \quad \text{Gl. VII.6}$$

Vor allem bestimmen die Stärke des Magnetfeldes B und die Massentransferrate $\dot{M}$ die Größe des Innenradius der Scheibe. Tabelle VII.2 gibt einige Zahlenbeispiele.

Tabelle VII.2

Größen von Alfvén-Radien in Zwergnova- und novaähnlichen Systemen

$$M_{WD} = 1 M_{\odot} \quad R_{WD} = 10^{8.74} \text{ cm:}$$

B (G)	$\dot{M}$ ($M_{\odot}/\text{yr}$)	L_x (erg/s)	R_A (cm)	R_A/R_{WD}
10^6 G	10^{-7}	$7.75 \cdot 10^{35}$	$10^{9.21}$	2.95
	10^{-9}	$7.75 \cdot 10^{33}$	$10^{9.79}$	11.22
	10^{-11}	$7.75 \cdot 10^{31}$	$10^{10.38}$	42.
	10^{-13}	$7.75 \cdot 10^{29}$	$10^{10.83}$	155.
10^4	10^{-7}	$7.75 \cdot 10^{35}$	$10^{8.07}$	-
	10^{-9}	$7.75 \cdot 10^{33}$	$10^{8.64}$	-
	10^{-11}	$7.75 \cdot 10^{31}$	$10^{9.21}$	2.95
	10^{-13}	$7.75 \cdot 10^{29}$	$10^{9.79}$	11.22

M_{WD} ($M_{\odot}$)	R_{WD} (cm)	B (G)	$\dot{M}$ ($M_{\odot}/\text{yr}$)	R_A (cm)	R_A/R_{WD}
.5	$10^{8.99}$	10^6	10^{-9}	$10^{10.09}$	12.59
.5	$10^{8.99}$	10^4	10^{-9}	$10^{8.95}$	-
.8	$10^{8.84}$	10^6	10^{-9}	$10^{8.62}$	12.02
.8	$10^{8.84}$	10^4	10^{-9}	$10^{8.77}$	-
1.3	$10^{8.48}$	10^6	10^{-9}	$10^{9.40}$	8.71
1.3	$10^{8.48}$	10^4	10^{-9}	$10^{8.23}$	-

Magnetfelder der Weißen Zwerge bis zu einer Feldstärke von etwa 10^6 G sind beobachtungsmäßig nicht direkt nachweisbar (Metz, 1985). Die bei den Zwergnovae und novaähnlichen Sternen beobachteten Röntgenleuchtkräfte liegen etwa bei den in Tabelle gewählten Werten oder darunter (Cordova, Mason, 1983).

Unter der Annahme recht sinnvoll erscheinender Parameter, deren genauer Wert aber beobachtungsmäßig nicht bestimmbar ist, kann der Innenradius der Akkretionsscheibe ziemlich weit entfernt von der Oberfläche der Weißen Zwerges liegen.* Es sollte also auch der Einfluß der Größe auch des inneren Scheibenradius auf das Gesamtspektrum untersucht werden. Die Größe eines möglicherweise vorhandenen Magnetfeldes kann aber durch Untersuchung der beobachteten Spektren nicht bestimmt werden, da zu viele Parameter maßgebend sind.

Wie sich die Gesamtstrahlung der Scheibe ändert, wenn Innen- oder Außenradius geändert werden, folgt an sich schon aus der Diskussion und den Bildern in Kap. VII.1, in dem der von den einzelnen Ringen emittierte Strahlungsbeitrag untersucht wurde.

* Anm.: 1) Die Annahme eines Alfvén-Radius, der die Scheibe an ihrem Innenrand begrenzt, steht nicht im Widerspruch zu den in Kap. III.3 gemachten Abschätzungen über Größe und Strahlungsbeitrag einer möglicherweise vorhandenen Grenzscheibe. Vom Alfvén-Radius aus wird die Scheibenmaterie in Akkretionssäulen direkt auf die Magnetpole des Weißen Zwerges akkretiert, wo es dann durch den Aufprall der Materie zur Ausbildung von Schockfronten kommt. Die emittierte Strahlung hat eine Energie im Bereich der Röntgenstrahlen. Die Akkretionspole wären zu betrachten als geometrisch sehr kleine Grenzscheibe.

Anm.: 2) Das Vorhandensein eines Magnetfeldes des Weißen Zwerges ist konsistent mit dem beobachteten Verhalten der Zwergnovae: Während des Minimumzustandes ist $\dot{M}$ auf jeden Fall in der Nähe des Weißen Zwergs klein, der Alfvén-Radius entsprechend groß, sodaß Akkretion auf die Magnetpole erfolgen kann. Die Fläche auf die die Materie auf den Weißen Zwerg prallt, ist klein, sodaß die freigesetzte Strahlung relativ hochenergetisch ist. Während des Ausbruchs ist $\dot{M}$ erhöht, R_A wird kleiner, die Fläche $F \propto R_{WP}^3/R_A$ (Lamb et al., 1973) auf die die Materie auf dem Weißen Zwerg auftrifft, wird größer. Die Energie der auf der Oberfläche des Weißen Zwerges freigesetzten Strahlung steigt zunächst mit etwa $E \sim \dot{M}^{1/4}$ (ein Anwachsen der harten Röntgenstrahlung im Anstieg zu einem Ausbruch - s. Kap. II.1). Wenn der Alfvén-Radius kleiner wird als der Radius des Weißen Zwerges, kann die Materie bis auf die Oberfläche des Sternes gelangen, und es kann sich eine Grenzscheibe ausbilden. - Thermalisierung der emittierten Strahlung kann in einem weichen Röntgenspektrum resultieren (Pringle, 1977). - Bei Akkretion auf magnetische Pole der Zwergnovae sollte in der Röntgenstrahlung die Bahnperiode des Systems oder die Rotationsperiode des Weißen Zwerges nachweisbar sein; daß diese bisher bei keinem System gefunden wurde, ist mit der ohnehin geringen Energie der Röntgenstrahlung zu erklären.

In Fig. VII.19 sind einige Gesamtstrahlungsverteilungen der Scheibe dargestellt. Die alleräußersten kühlen Scheibengebiete ($r = 10^{10.5}$ cm, $10^{10.6}$ cm) spielen in der Gesamtstrahlung praktisch überhaupt keine Rolle. Wenn der Außenradius der Scheibe klein wird bei gleichbleibendem Innenradius, wird die Spektrale Flußverteilung steiler. Im UV macht sich allerdings eine Verkleinerung der Scheibenfläche des ursprünglichen Modelle Ala ($10^{9.2} \leq r \leq 10^{10.6}$ cm) auf knapp 4% der ursprünglichen Fläche (Modell Alf: $10^{9.2} \leq r \leq 10^{9.9}$ cm) kaum bemerkbar; die kontinuierliche Strahlung im Optischen ist um fast 1^m schwächer; die Profile der Linien ändern sich so gut wie nicht, nicht einmal die der Wasserstofflinien.

Eine Änderung der Lage des inneren Scheibenrandes macht sich hingegen in den Spektren sehr deutlich bemerkbar. Eine Vergrößerung von r von $10^{9.2}$ cm auf $10^{9.3}$ oder $10^{9.4}$ cm (Verkleinerung der Scheibenfläche um knapp .1 bzw. .24 %) ergibt eine deutlich flachere spektrale Flußverteilung und einen in UV um etwa 2^m bzw. 1^m niedrigeren Fluß; der Fluß im Optischen wird ebenfalls geringer, die Flußverteilung dort ändert sich kaum. Die Linienprofile ändern sich bis auf die relativ zum Kontinuum etwas tiefer eingesenkten Lyman-Linien praktisch nicht.

Bei sehr weit außen liegendem Innenradius der Scheibe nimmt vor allem der Fluß im UV sehr stark ab und die Natur der Linien ändert sich, da nur noch kühlere Gebiete zur Strahlung beitragen. Die Linienprofile werden schmaler, da die Rotationsgeschwindigkeit in der Scheibe abnimmt und wegen der geringeren Temperatur auch die thermische Dopplerbreite kleiner wird. Die Flußverteilung wird zunehmend flacher.

VII.2.8. Zusammenfassung

Nach der Untersuchung der Einflüsse verschiedener Parameter auf die Strahlung, die von einer Akkretionsscheibe emittiert wird, erhebt sich nun die Frage, was davon u.U. beobachtbar ist und ob und in wieweit Einflüsse verschiedener Größen voneinander zu trennen sind.

Fig. VII.19.a

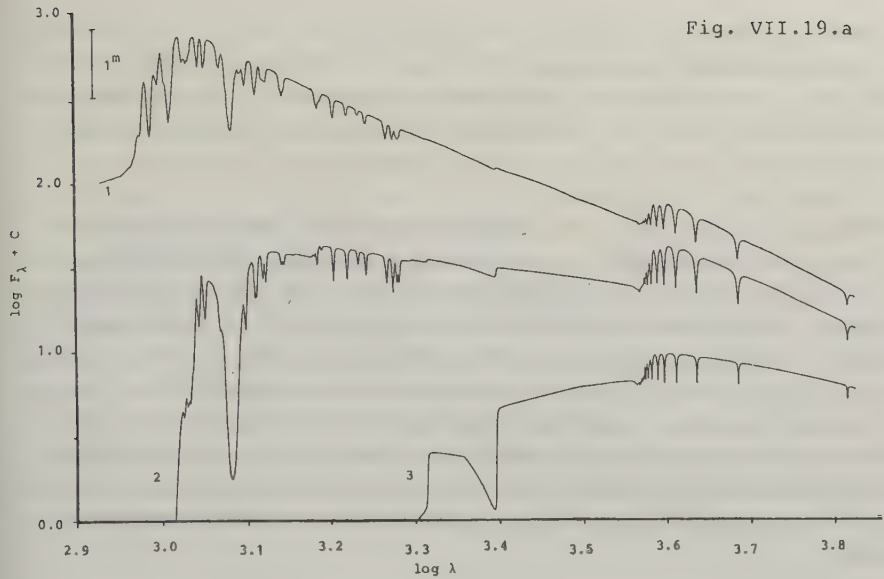
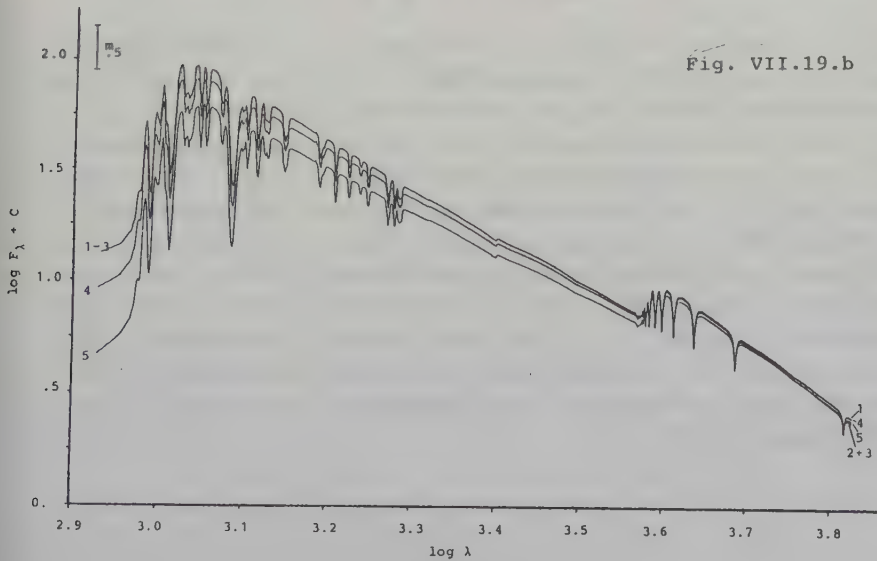


Fig. VII.19. Einfluß des inneren und äußeren Scheibenrandes auf das emittierte Spektrum. Darstellung wie in Fig. VII.10. Die Konstante C ist dieselbe für alle Modelle.

- a) (1) = Modell Ala, $\lg r_{i1} = 9.2$, $\lg r_{ra} = 10.6$
 (2) = Modell Alq, $\lg r_{i1} = 9.9$, $\lg r_{ra} = 10.5$
 (3) = Modell Ald, $\lg r_{i1} = 10.3$, $\lg r_{ra} = 10.6$
 b) (1) = Modell Ala, $\lg r_{i1} = 9.2$, $\lg r_{ra} = 10.6$
 (2) = Modell Ale, $\lg r_{i1} = 9.3$, $\lg r_{ra} = 10.5$
 (3) = Modell Alf, $\lg r_{i1} = 9.3$, $\lg r_{ra} = 9.9$
 (4) = Modell Alb, $\lg r_{i1} = 9.3$, $\lg r_{ra} = 10.6$
 (5) = Modell Alc, $\lg r_{i1} = 9.4$, $\lg r_{ra} = 10.6$

Fig. VII.19.b



Die weitaus dramatischsten Auswirkungen auf das emittierte Spektrum hat eine Änderung in der Massentransferrate. Die Effekte aller anderen Parameteränderungen sind dagegen vollständig zu vernachlässigen.

Zwei Parameter, die Masse des Weißen Zwerges und der Neigungswinkel, sind unveränderlich für ein gegebenes System. Die Masse M_{WD} kann aus den Spektren nicht bestimmt werden, da das nur ungenau bekannte $\dot{M}$ in genau derselben Richtung wirkt, die möglichen Änderungen in M sind aber um Größenordnungen größer als die von M_{WD} (Kap. IV). Zudem ist $\dot{M}$ nicht notwendigerweise konstant in der ganzen Scheibe, sodaß auch von der Stärke des Heißen Flecks die Stärke des Massendurchsatzes in anderen Gebieten nicht bestimmt werden kann. (Die Annahme einer stationären Scheibe ist eine Vereinfachung, die durchaus im Einzelfall nicht zuzutreffen braucht.)

Die Größe des Neigungswinkels ist aus der Größe der scheinbaren Emissionskerne der Absorptionslinien grob abzuschätzen, sofern nicht wahre Emission im Spiel ist. Vermutlich wirkt aber Emission auch während der Ausbrüche von Zwergnovae mit, da im Abfall zum Minimum eine Intensitätszunahme der Emissionskerne und eine allmähliche Umwandlung der Absorptionen in Emissionen zu beobachten ist (z.B. Hinderer, 1948).

Auch die geometrische Dicke der Scheibe ist aus Beobachtungen nicht ablesbar. Erstens ist anzunehmen, daß sie keinem einfach zu beschreibendem Gesetz folgt (etwa dem hier angenommenen $\alpha = \text{atg } z_0/r$). Zweitens sind Änderungen im Spektrum nur beim Übergang von einer sehr dicken zu einer sehr dünnen Scheibe wesentlich größer als $m.1$, und auch dann nur bei mittleren Neigungswinkeln. Fernerhin ändern sich vermutlich sowohl Oberflächentemperatur als auch Außen- und Innenradius der optisch dicken Scheibe, wenn die geometrische Höhe sich ändert, da diese vor allem durch die Viskosität bestimmt wird, die auch andere Eigenschaften der Scheibe dominiert. Im Zusammenwirken mit anderen Effekten ist der Einfluß einer Änderung der Scheibendicke auf das Spektrum vernachlässigbar klein.

Bleibt als letztes die geometrische Größe der Scheibe. Eine Änderung des äußeren Radius muß schon sehr drastisch sein, um im Optischen oder UV relevante Änderungen hervorzurufen. Kleine Änderungen des Innenradius sind vor allem im UV deutlich spürbar. Bei einigermaßen gut bekanntem M sollten aus der Neigung des Kontinuums, mehr noch aber aus der Art und Stärke der im UV beobachteten Linien Rückschlüsse auf die Maximaltemperatur in der Scheibe und damit auf den Innenradius im Prinzip möglich sein. Das Problem dabei ist, daß zum einen die Qualität der zur Zeit fast ausschließlich verfügbaren low resolution IUE Spektren nicht ausreicht, um schwache Linien sicher zu identifizieren, noch weniger ihre Stärken und Profile mit einiger Verlässlichkeit zu bestimmen. Hinzu kommt, daß die Beobachtungen zeigen, daß in realen Systemen optisch dünne Materie wesentlich zur Strahlung beiträgt und Absorptionslinien evtl. auch durch in anderen Gebieten entstehende Emissionen aufgefüllt bzw. überlagert werden.

VIII. Vergleich mit Rechnungen anderer Autoren

Wie eingangs erwähnt, ist schon von anderen Autoren versucht worden, die bei Zwergnovae und novaähnlichen Sternen beobachteten Spektren zu synthetisieren. Wie in der vorliegenden Arbeit lag dabei immer das Roche-Modell als Modell der kataklysmischen Veränderlichen zugrunde. Rechnungen wurden unter unterschiedlichsten Gesichtspunkten durchgeführt (s. Kap. I), sodaß nur bei einigen Arbeiten ein direkter Vergleich mit Rechnungen dieser Arbeit möglich ist. Unterschiede verschiedener Arbeiten bestehen vor allem in der Berechnung der Modellatmosphären (Berücksichtigung von Flußkonstanz und line blanketing) und in der angenommenen optischen und geometrischen Dicke der Akkretionsscheibe. Die Auswirkung unterschiedlicher Parameter auf die Strahlung wurde jeweils untersucht.

Die Vorgehensweise und die Ergebnisse einiger Autoren(-gruppen) soll im folgenden kurz diskutiert werden.

VIII.1. Herter, Lacasse, Wesemael, Winget (1979) (HLWW):

Die Scheibe wird in konzentrische Ringe, jeweils wiederum bestehend aus Sektoren, unterteilt, um die radiale und azimutale Integration der Strahlung numerisch vornehmen zu können. Wechselwirkungen zwischen Scheibenelementen werden nicht zugelassen. Die Akkretionsscheibe besteht nur aus Wasserstoff und Helium in einer Mischung 9:1, sie ist geometrisch dünn und in der Mittelebene optisch dick. Die Atmosphäre ist lokal planparallel geschichtet. Zur Gesamtstrahlung trägt ausschließlich die Scheibe bei, alle übrigen Systemkomponenten werden vernachlässigt. Die kontinuierliche Strahlung und Balmerlinien-Profile werden berechnet. Flüsse sind normiert auf Strahlungsquellen in einem Abstand von 10 pc von der Erde.

Flußkonstante Modellatmosphären werden in der LTE-Approximation berechnet, die innere Scheibe ($\tau \gg 1$) wird nicht berücksichtigt. Die Spektren sind nicht geblanked; in der kontinuierlichen Strahlung wird Elektronenstreuung berücksichtigt, ob dies auch bei der Berechnung der Linien der Fall ist, ist nicht klar.

Die Effektivtemperatur ist gegeben durch Gl. III.10:

$$T_{\text{eff}}^4(r) = \frac{3}{8} \frac{\gamma}{\pi \sigma} \frac{M_{\text{WD}} \dot{M}}{r^3} \left(1 - \frac{\sqrt{R_{\text{WD}}}}{\sqrt{r}} \right) \quad \begin{matrix} \text{Gl. VIII.1} \\ \text{Gl. III.10} \end{matrix}$$

Für die vertikale Gravitationsbeschleunigung gilt:

$$g_z(r) = \frac{\gamma}{r^3} M_{\text{WD}} z_O(r) = \text{const}(r) \quad \text{Gl. VIII.2}$$

Für die geometrische Höhe der Scheibe wird nach Shakura und Sunyaev (1973) angenommen:

$$z_O(r) = \frac{v_s}{v_\varphi} r \quad \text{Gl. VIII.3}$$

mit

$$v_s^2 = \frac{k T_O}{\mu m_H} \quad \text{Schallgeschwindigkeit} \quad \text{Gl. VIII.4}$$

und

$$v_\varphi^2 = \frac{\gamma M_{\text{WD}}}{r} \quad \text{Keplergeschwindigkeit} \quad \text{Gl. VIII.5}$$

μ ist das Molekulargewicht des Wasserstoffs, m_H die Protonenmasse und T_O die Temperatur im Zentrum der Scheibe bei $z = 0$. Wie groß diese Temperatur ist, ist nur durch Berechnung der gesamten vertikalen Scheibenstruktur zu erfahren, da Stärke und Wirkungsweise der Viskosität von essentieller Bedeutung sind. HLWW setzen $T_O = T_{\text{eff}}(r)$ mit dem Argument, daß in einer grauen Atmosphäre in großer optischer Tiefe $T(\tau) \approx T_{\text{eff}} \tau^{1/4}$, sodaß bei $\tau(z = 0) \approx 100$ der Fehler in $g_z(r)$ in der Größenordnung von 2 liegt. $\tau(z = 0) \approx 100$ wird als typischer Wert angegeben.

Meyer, Meyer-Hofmeister (1982) haben die Struktur der inneren Akkretionsscheibe unter gemeinhin üblichen und mit den Rechnungen von HLWW kompatiblen Annahmen berechnet. Bei z.B. den Abständen $\lg r = 9.5$ und 10.5 vom Weißen Zwerg ($M_{\text{WD}} = 1 M_\odot$, $\dot{M} = 10^{-9} M_\odot/\text{yr}$, $\epsilon = 1/30$; ϵ ist der von MMH gewählte Viskositätsparameter) ergeben ihre Rechnungen Zentraltemperaturen T_O von 190000 bzw. 13000 K bei Effektivtemperaturen T_{eff} von 24000 bzw. 4700 K. Für die Scheibenhöhe $z_O(r)$ ergäbe sich nach Gl. VIII.3: $2.16 \cdot 10^7$ bzw. $5.05 \cdot 10^8$ cm, während man mit $T_O = T_{\text{eff}}$ $7.69 \cdot 10^6$ bzw. $3.03 \cdot 10^8$ cm erhält, und Meyer, Meyer-Hofmeister berechneten für z_O Werte von $1.39 \cdot 10^8$ bzw. $5.98 \cdot 10^8$ cm - Unterschiede rangierend von knapp einem Faktor zwei bis zu knapp einem Faktor 20 in der angenommenen Dicke der Scheibe, je nach Annahmen. In Kap. VII.2.5 wurde

gezeigt, daß sowohl die Neigung des Kontinuums als auch die Linienprofile durch die geometrische Scheibendicke beeinflusst werden.

Damit die Berechnung von nur der Atmosphäre der Akkretionsscheibe unter Nichtberücksichtigung des Innenaufbaus sinnvoll ist, muß u.a. die optische Tiefe im Scheibenzentrum ($z = 0$) sehr viel größer als eins sein. HLWW schätzen die optische Tiefe der Scheibe nach einer Beziehung von Shakura und Sunyaev (1973) ab, nach der $\tau \sim M^{3/10} \alpha^{-4/5}$ (α ist der Viskositätsparameter, $0 \leq \alpha \leq 1$), sofern die Opazität von Elektronenstreuung dominiert wird; nach dieser Beziehung gilt für die von HLWW gewählten Modellparameter immer $\tau(z = 0) \geq 10$. Nach den Figs. V.4 und VI.1 ist aber für im Inneren der Scheibe herrschende Temperaturen und Drucke die Elektronenstreuung durchaus nicht unbedingt der dominierende Prozeß.

Bei der Berechnung der Atmosphären wird hier angenommen, daß sich die Gravitationsbeschleunigung $g_z(r)$ innerhalb der Atmosphäre nicht ändert. Damit diese Annahme gerechtfertigt ist, muß wegen

$$g_z(r) \sim z$$

gelten:

$$\frac{z(\tau \approx 0)}{z(\tau \approx 1)} \ll 1$$

mit anderen Worten, die geometrische Dicke der Atmosphäre muß erheblich geringer sein als die Dicke der optisch dicken Scheibe unter ihr. HLWW berechnen die lokalen Atmosphären zu gegebenen Werten ($\lg g_z(r)$, $T_{\text{eff}}(r)$) individuell, sodaß von vornherein nicht klar ist, ob es gerechtfertigt ist, die vertikale Variabilität von $g_z(r)$ zu vernachlässigen. Es wurde auch im Nachhinein keine Untersuchung hierüber angestellt. - Die Untersuchungen in Kap. VII.2.3 ergaben, daß die Änderung von $g_z(r)$ vernachlässigt werden kann, sofern auch $\tau(z = 0) \gg 1$. HLWW schätzen zwar ab, daß überall in der Zentraleben $\tau \geq 10$ gilt, wie oben erläutert ist das von ihnen angewandte Kriterium aber nicht notwendigerweise erfüllt. - Eine Untersuchung des Modells 1 von HLWW (s.u.) ergab, daß für die Teilatmosphären dieses Modells $\tau(z=0) \gg 1$ erfüllt ist.

Es wurde versucht, für eines der Modelle von HLWW nach den Angaben in der Publikation die Modellparameter so genau wie möglich zu rekonstruieren und mit den Programmen der vorliegenden Arbeit nachzurechnen. Dabei ist in Ergänzung zu der Untersuchung in Kap. V.2 vor allem interessant, in wieweit die Verwendung flußkonstanter Modellatmosphären sich auf die synthetischen Scheibenspektren auswirkt.

Gewählt wurde das Modell 1 von HLWW: $M_{WD} = 1 M_{\odot}$, $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$, $r_a = 8.58 \cdot 10^9 \text{ cm}$, und Strahlung unter den Winkeln $i = 30^\circ$ ($\approx 28^\circ$) und $i = 60^\circ$ soll betrachtet werden. Die genaue Rekonstruktion der Ringdiskretisierung ist nicht möglich, da lediglich angegeben wird, daß eine Scheibe typischerweise aus 11 bis 16 "Ringern" besteht, von denen sechs in $1. < r/R_{WD} < 3.$ liegen, die übrigen in $3. < r/R_{WD} < r_d/R_{WD}$. In Kap. VII.2.1 hatte sich gezeigt, daß die Diskretisierung auf die emittierte Strahlungsverteilung keinen wesentlichen Einfluß hat, solange $\Delta \lg r$ nicht sehr groß wird; die Absolutflüsse allerdings sind abhängig von der Diskretisierung, insbesondere von der in der innersten Scheibe. Es muß daher davon abgesehen werden, die absoluten Flüsse zu vergleichen, aber relative Flußverteilungen können verglichen werden. Um näherungsweise die Diskretisierung von HLWW zu erreichen, wird der logarithmische Abstand zwischen der Oberfläche des Weißen Zwerges und drei Sternradien in sechs gleiche Abstände unterteilt; für die äußere Scheibe ($r > 3 R_{WD}$) wird dieser logarithmische Abstand beibehalten.

Figs. VIII.1.a und b zeigen einen Vergleich der emittierten kontinuierlichen bzw. der in H_T emittierten Strahlung. HLWW publizieren keine Temperatur- oder andere Schichtungen ihrer Atmosphären, aber allein von der Betrachtung der Spektren ist es offensichtlich, daß der entscheidende Unterschied zwischen den Rechnungen von HLWW und denen der vorliegenden Arbeit in der Flußkonstanz der Modelle liegt: die im Lyman-Kontinuum abgeblockte Strahlung ändert die Temperaturschichtung im Optischen und UV sehr erheblich. Absorptionslinien und -kanten werden stärker, die Kontinua verlaufen flacher.

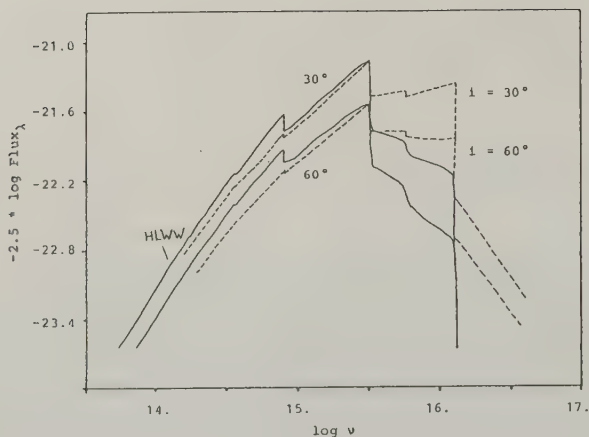


Fig. VIII.1.a. Kontinuierliche Strahlung des flußkonstanten Modells 1 von Herter et al. (1979) (—) im Vergleich zu einem nicht-flußkonstanten Modell mit annähernd gleichen Systemparametern, berechnet mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Programmcode (-----). Die Strahlungsverteilungen sind am langwelligen Ende der Lyman-Kante aneinander angepaßt.

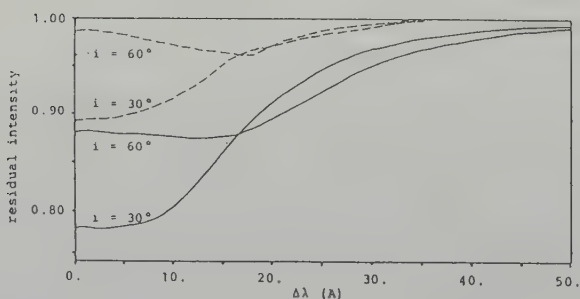


Fig. VIII.1.b. Profile der H_{α} - Linie der Spektren in Fig. VIII.1.a (—: Herter et al., 1979; -----: diese Arbeit).

Die Vorgehensweise ist ähnlich der von HLWW und der der vorliegenden Arbeit. Eine optisch dicke stationäre Akkretionsscheibe wird in konzentrische Ringe homogener physikalischer Verhältnisse unterteilt. Alle Strahlungsquellen außer der Scheibe selbst werden vernachlässigt. Die Effektivtemperatur in jedem Abstand r vom Weißen Zwerg wird wiederum berechnet nach Gl. III.10, die Schwebeschleunigung in vertikaler Richtung nach Gl. VIII.2. Als Scheibenhöhe $z_0(r)$ wird für die gesamte Scheibe angenommen:

$$z_0(r) = r * C$$

der konstante Faktor C ist in den meisten Fällen gewählt worden als $C = .05$. Die Frage, ob bei diesem Wert die Scheibe in der Zentralebene tatsächlich optisch dick ist, wurde auf zweierlei Weise untersucht: zum einen wurde dasselbe Kriterium von Shakura und Sunyaev (1973) verwendet wie von HLWW, nämlich daß bei Dominanz von Elektronenstreuung die optische Tiefe proportional ist zu $\tau \sim M^3 / 10 \alpha^{-4/5}$. Derselbe Vorbehalt wie bei HLWW (Kap. VIII.1) ist angebracht, nämlich daß Streuung nicht der wichtigste Prozeß bei der Absorption in der Scheibe zu sein braucht.

Eine andere Abschätzung wird - anscheinend im Nachhinein - gemacht, daß nämlich die Dicke der Atmosphäre sehr viel kleiner sein sollte als die der optisch dicken Scheibe unter ihr:

$$\tau = \frac{z_{\text{atm}} (T_{\text{eff}}(r), g_z(r))}{z_0(r)} \ll 1 \quad \text{Gl.VIII.6}$$

Dies Kriterium ist nach MWW in den meisten Fällen erfüllt. Es geht aus der Publikation jedoch nicht hervor, wie, d.h. bei welcher optische Tiefe, z_{atm} bestimmt wird. Bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Modellrechnungen wurde in einigen Fällen obiges Kriterium verletzt, wenn der Außenrand der Atmosphäre bei $\tau = 10^{-5}$ definiert wurde, trotzdem war aber die optische Tiefe in der Zentralebene $\tau(z = 0) \gg 1$.

Nicht-flußkonstante Modellatmosphären und Spektren werden individuell für $(T_{\text{eff}}(r), \lg g_z(r))$ in der Näherung des LTE berechnet. Bei der kontinuierliche Opazität werden Prozesse des Wasserstoffs und Heliums berücksichtigt, sowie Elektronenstreuung, die Spek-

tren sind nicht geblendet. Die Streuung wird bei der Berechnung der Linienprofile des Wasserstoffs vernachlässigt. Die Strahlungsemission wird bei verschiedenen Neigungswinkeln i unter Berücksichtigung der Kepler-Rotation berechnet.

Für das Modell b_1 von MWW wurde versucht die Systemparameter zu rekonstruieren. Es ist $M_{WD} = 1M_{\odot}$, $\dot{M} = 6 \cdot 10^{-10} \text{ g/s} = 9.46 \cdot 10^{-10} M_{\odot}/\text{yr}$; für $z_0(r)/r$ wird der Wert .05 angenommen, der nach MWW für die meisten Modelle verwendet wurde, Angaben in Einzelfällen machen sie jedoch nicht. Die Breite der "Ringe" ist dadurch bestimmt, daß die Variation von T_{eff} von einem Ring zum nächsten nicht größer als 5% sein soll, die von $\lg g_z$ nicht größer als 0.1%; daraus lassen sich Radiuspunkte rekonstruieren, die ungefähr, nicht aber unbedingt exakt mit den von MWW tatsächlich verwendeten übereinstimmen.

Figs. VIII.2. a und b zeigen eine Gegenüberstellung der kontinuierlichen Spektren bzw. des Linienprofils von H_T von MWW und der in Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen. In ihrer Tendenz sind die Unterschiede denen zwischen dieser Arbeit und Rechnungen von HLWW sehr ähnlich, obwohl MWW nicht mit Erhlatung der Flußkonstanz rechneten. Der Grund für diese unerwartete Diskrepanz kann nicht festgestellt werden, da weder MWW, noch HLWW Schichtungen ihrer Atmosphären veröffentlichten, und MWW keine Spektren des fernen UV publizieren.

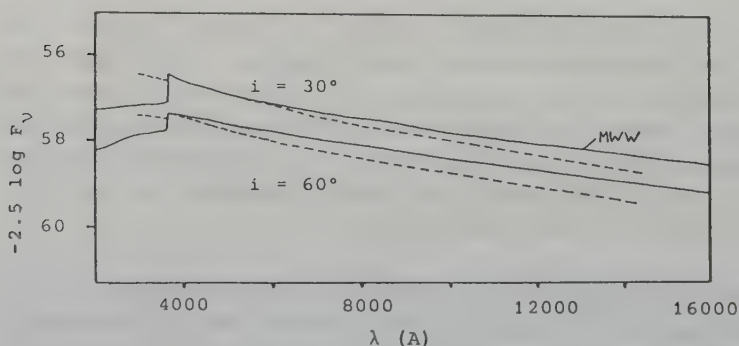


Fig. VIII.2.a. Kontinuierliche Strahlung des Modells b_1 von Mayo et al. (1980) im Vergleich zu einem mit annähernd gleichen Sytemparametern, berechnet mit den Programmen der vorliegenden Arbeit. Die Strahlungsverteilungen sind am langwelligen Ende der Balmerkante aneinander angepaßt.

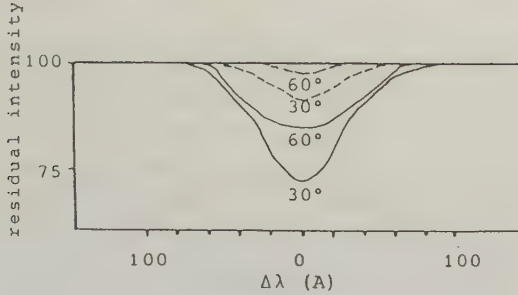


Fig. VIII.2.b. Profile der H_{α} -Linie der Spektren in Fig. VIII.2.a (— : Mayo et al., 1980; ---- : diese Arbeit).

VIII.3. Wade (1984)

Wade führt die Berechnung von synthetischen Scheibenspektren auf zwei verschiedene Weisen durch und stellt die Resultate einander gegenüber. Zum einen nimmt er an, die Scheibenelemente strahlten wie Schwarze Körper, zum anderen, sie strahlten wie normale Sterne mit den an dem jeweiligen Ort herrschenden Werten von $\lg g_z(r)$ und $T_{\text{eff}}(r)$. Auch er unterteilt die Scheibe in konzentrische Ringe homogener Verhältnisse und vernachlässigt Strahlungsbeiträge anderer Systemkomponenten als der Akkretions-scheibe. Der Einfluß der Kepler-Rotation der Scheibe scheint bei der Flußintegration unberücksichtigt zu bleiben. Sofern die zutrifft, würde das bedeuten, daß zwar Kontinua, nicht aber Linien-profile mit Beobachtungen vergleichbar sein sollten.

Die Werte für $T_{\text{eff}}(r)$ und $g_z(r) = \text{const.}$ werden nach denselben Formeln berechnet (Gl. VIII.1., VIII.2 und VIII.3) wie bei HLWW. Er verwendet teilweise sehr viel niedrigere Werte für $\dot{M}$ als HLWW, mach aber keine Abschätzung, ob mit seinen Parametrn tatsächlich noch gewährleistet ist, daß die Scheibe in der Zentralebene optisch dick ist.

Die freien Parameter sind die Massentransferrate $\dot{M}$ und der Außenradius r_a der Akkretionsscheibe. Für alle seine Modelle gilt: $M_{\text{WD}} = M_{\odot}$, $R_{\text{WD}} = r_i$.

Die Konstruktion der Scheibe aus Schwarzen Strahlern erfolgt wie in Kap. IV.

Für die aus Sternspektren zusammengesetzte Strahlung werden fluß-konstante Modelle von Kurucz (1979) verwendet. Die Einteilung in "Ringe" erfolgt so, daß die Radiuspunkte bei den im Gitter von Kurucz vorkommenden Temperaturen liegen. Es wird jeweils das Modell mit dem $\lg g$ - Wert gewählt, der dem Wert von $g_z(r)$ am nächsten liegt, bzw. der größte im Gitter bei der entsprechenden Temperatur vorkommende. Sofern die Temperaturen nahe am Weißen Zwerg größer werden, als daß Sternmodelle von Kurucz zur Verfügung ständen, wird angenommen, diese Gebiete strahlten wie Schwarze Körper. Diese Annahme hat keine allzu schwerwiegenden Konsequenzen, da bei so hohen Temperaturen ($T_{\text{eff}} > 50000 \text{ K}$) keine starken Linien mehr entehen und sich die Sternkontinua von denen Schwarzer Körper nicht mehr sehr unterscheiden; zudem tritt dieser Fall bei Wade's Modellen nur in sehr wenigen, kleinen Scheibenbereichen auf.

Sehr viel schwerwiegender ist die Einschränkung in den Werten für $g_z(r)$ durch das von Kurucz berechnete Gitter von Modellatmosphären. Selbst bei den ohnehin geometrisch sehr dünnen Scheiben, die Wade annimmt, ist bei gegebenem $T_{\text{eff}}(r)$ in sehr großen Bereichen seiner Scheiben $g_z(r)$ größer, z.T. viel größer als der größte bei Kurucz vorkommende Wert. Daß Wade in all diesen Fällen den Maximalwert aus Kurucz (1979) nimmt, bedeutet praktisch, daß die geometrische Dicke der Scheibe unterhalb der Atmosphäre an den betreffenden Radiuspunkten kleiner ist als die durch Gln. VIII.2 und VIII.3 gegebene. Bei dem Versuch, die Strahlung dieser Modelle mit meinen Programmen nachzurechnen stellte sich heraus, daß für die $z_0(r)$ -Werte, die sich bei Verwendung von Kurucz-Modellen ergeben, die Scheibe faßt überall in der Zentalebene nicht mehr optisch dick zu nennen ist ($\tau \leq 1$), in solchen Fällen ist eine Berechnung der Modellatmosphäre und des Spektrums mit den in dieser Arbeit beschriebenen Programmen nicht möglich und mit den impliziten Annahmen und Voraussetzungen, die ebenso für die Verwendung der synthetischen Sternspektren von Kurucz gelten, physikalisch auch wenig sinnvoll, da z.B. mit Sicherheit Energie innerhalb der Atmosphäre freigesetzt wird, und die Voraussetzung die Scheibe sei im Zentrum optisch dick einfach nicht mehr zutrifft. Wenn die nach Gl. VIII.3 sich ergebenden Werte von $z_0(r)$ verwendet werden, liegen die Werte von $\tau(z = 0)$ nahe am Weißen Zwerg in der Größenordnung von eins, weiter außen gilt tatsächlich, daß $\tau(z = 0) \gg 1$. Allerdings trifft dies auch nur zu, wenn (anders als bei den Modellen von Kurucz) eine mit der Höhe

variable Gravitationsbeschleunigung $g_z(r)$ angenommen wird; anderenfalls ist wieder bei vielen Radiuspunkten die Scheibe in der Mittelebene optisch dünn.

Ein weiterer Nachteil der Verwendung von im voraus berechneten Gittern von Sternatmosphären ergibt sich daraus, daß nur winkelintegrierte Flüsse zur Verfügung stehen, wohingegen bei Scheibenspektren die Winkelabhängigkeit der Strahlung von großer Bedeutung ist (Fig. VIII.4.b).

Wade's Arbeit ist die erste, die Spektren auch im UV-Bereich berechnet. Wegen der geringen Wellenlängenauflösung der Kurucz-Spektren ($\sim 25 \text{ \AA}$) sind Linienprofile nicht gut dargestellt, aber die kontinuierlichen Strahlungsverläufe sollten im Prinzip recht gut widergegeben sein - mit allen oben erwähnten Einschränkungen. Wade's Modelle (36,12), (60,12) und (60,6) habe ich versucht nachzurechnen; diesmal gab es keine offensichtlichen Schwierigkeiten, seine Systemparameter zu rekonstruieren.

Figs. VIII.3.a und VIII.3.b zeigen eine Gegenüberstellung von Wade's Modellen mit Scheibenmodellen, die etwa gleiche Parameter haben, aber mit verschiedenen Programmen berechnet wurden. Die Kontinua der Scheibenmodelle von Wade verlaufen alle signifikant steiler als die mit meinen Programmen berechneten. Der Grund hierfür dürfte sein, daß die von Wade verwendeten Modellatmosphären von Kurucz (1979) mit Erhaltung der Flußkonstanz gerechnet sind (s. Kap. V.2). Dies ist ebenfalls einer der Gründe für die in Wade's Rechnungen sehr großen Balmer Sprünge; hierauf wird in Kap. IX.3 noch ausführlich eingegangen werden.

Die Linienprofile sind bei Wade sehr schlecht repräsentiert, was vor allem daran liegt, daß die Wellenlängenauflösung in Kurucz's Spektren nicht sehr groß ist; zum anderen liegt es daran, daß Wade Linienverbreiterungen durch die Rotation der Scheibe nicht berücksichtigt.

Fig. VIII.3.b zeigt die Winkelabhängigkeit der von der Scheibe emittierten Strahlung, die bei der Verwendung winkelintegrierter Flüsse nicht zum Ausdruck kommt. Das von mir berechnete Spektrum bei $i = 28^\circ$ stimmt in etwa mit einem winkelintegrierten Spektrum überein. Die Flüsse wurden mit einem Faktor C multipliziert, der so gewählt wurde, daß bei $\lambda \approx 1140 \text{ \AA}$ die Flüsse des nachgerechneten Modells mit $i = 28^\circ$ und Wade's Modell gleich sind.

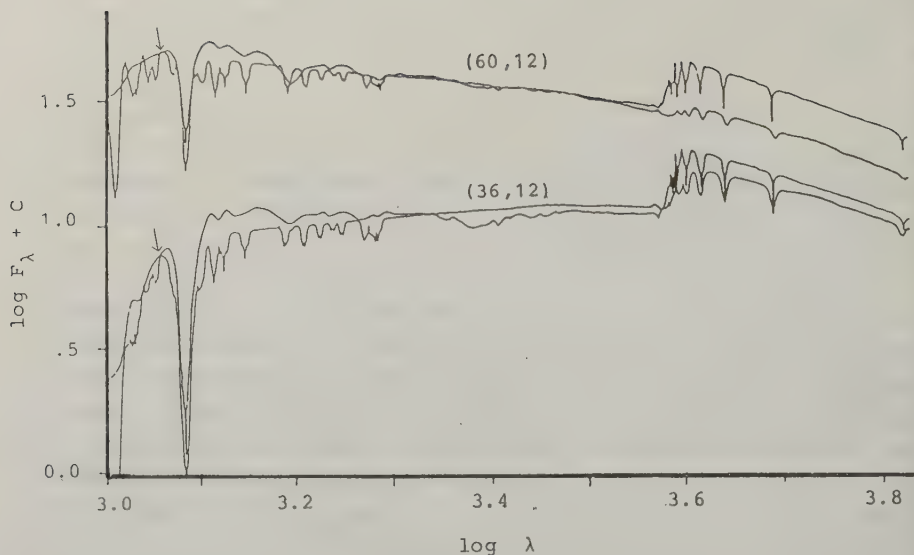
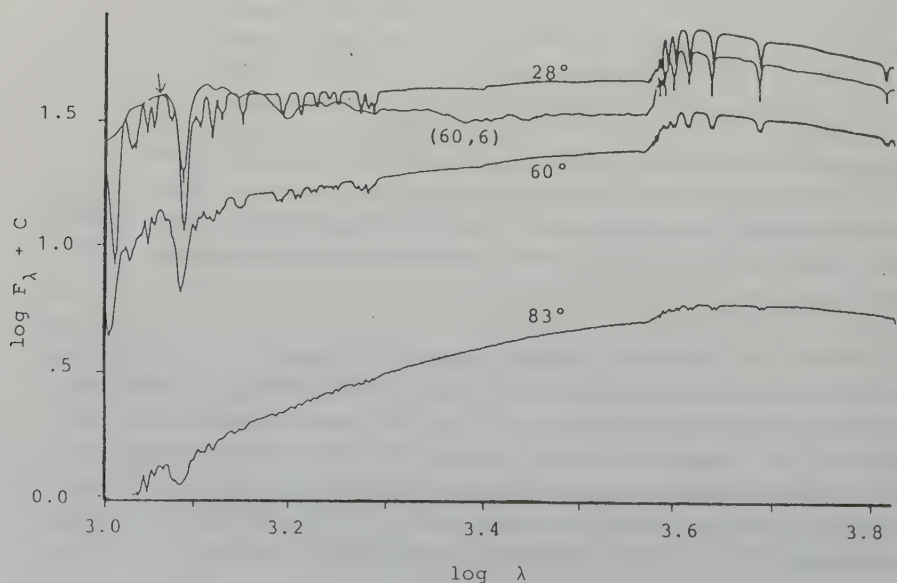


Fig. VIII. 3. Gegenüberstellung von Scheibenmodellen von Wade (1984) mit Modellen, die mit etwa gleichen Parametern und den Programmen dieser Arbeit berechnet wurden. Modellnamen sind von Wade übernommen. Pfeile bezeichnen Wellenlängen, an denen die Flüsse der sich entsprechenden Modelle gefittet wurden. - Wade's Spektren zeigen einen glatteren Verlauf, da die von ihm (Kurucz, 1979) verwendete Wellenlängenauflösung kleiner ist. - In Fig. VIII.4.a beträgt der Neigungswinkel der nachgerechneten Modelle $i = 28^\circ$; in Fig. VIII.4.b sind die Flußverteilungen des Modells (60,6) für drei verschiedene Winkel ($i = 28^\circ, 60^\circ, 83^\circ$) gezeigt.



IX. Vergleich mit Beobachtungen

Theoretische Rechnungen, wie z.B. die hier durchgeführten Berechnungen von Spektren sind nicht sehr sinnvoll, wenn die Ergebnisse nicht mit tatsächlichen Beobachtungen verglichen werden (können). In allen theoretischen Resultaten spiegeln sich notwendigerweise sämtliche Annahmen wieder, die bei der Aufstellung der Modellvorstellungen, auf denen die Rechnungen basieren, gemacht wurden, diese Modellvorstellungen selber, Vereinfachungen, die notwendig waren, um das zu untersuchende Problem physikalisch und numerisch lösbar zu machen. In den Kapiteln III, V und VI wurde ausführlich darauf eingegangen. Eine stattliche Anzahl von Einschränkungen war notwendig, um schließlich Rechnungen tatsächlich durchführen zu können. Es kann also sicher nicht erwartet werden, daß die berechneten Spektren im Detail den Beobachtungen gleichen. Wenn aber die Annahmen und Vereinfachungen einigermaßen sinnvoll waren, sollten die Eigenschaften der synthetischen Spektren wenigstens grob und im statistischen Mittel mit Eigenschaften beobachteter Spektren von novaähnlichen Sternen und Zwergnovae während des Ausbruchszusandes übereinstimmen. Ob dies der Fall ist, soll im folgenden untersucht werden.

IX.1. Der Spektralindex

Am einfachsten ist die Wellenlängenabhängigkeit des beobachteten kontinuierlichen Strahlungsflusses F_λ zu messen; man spricht von der "Neigung" des Kontinuums und parametrisiert sie mit Hilfe des sog. "Spektralindex" α , der definiert ist als

$$F_\lambda \sim \lambda^\alpha$$

In Kap. IV war diskutiert worden, daß für den Fall geometrisch sehr großer wie Schwarze Körper strahlender Akkretionsscheiben $\alpha_\lambda = -2.33$ ist. Es zeigte sich aber auch, daß die Scheiben von Zwergnovae bzw. novaähnlichen Sternen geometrisch nicht groß genug sind, um über einen wesentlichen Wellenlängenbereich hinweg einen Spektralindex von -2.33 zu erzeugen.

Der Spektralindex der in dieser Arbeit berechneten Spektren wurde untersucht. Zunächst einmal zeigte sich bei sämtlichen Modellen, daß α_λ im optischen und ultravioletten Bereich unterschiedlich ist, d.h. die Flußverteilung wird durch die Angabe nur eines Spektralindex sehr schlecht beschrieben. Er wurde daher immer getrennt für das ultraviolette Kontinuum ($\lambda\lambda$ 1200 - 2500) und das optische Kontinuum (im Bereich H_β bis H_δ) bestimmt. Die Ergebnisse sind in Fig. IX.1. aufgetragen. Ebenfalls eingetragen sind die in gleicher Weise bestimmten Spektralindizes derjenigen Schwarzkörper-Modelle, bei denen α_λ im Optischen und UV zu bestimmen ist (oft ist das Kontinuum so gekrümmt, daß die Angabe eines Spektralindex sogar in den relativ kleinen hier vorgegebenen Wellenlängenbereichen sinnlos ist), sowie diejenigen der Spektren einzelner "Ringe" des Modells Ala (Fig. VII.2). Diese letztgenannten Spektren entsprechen in etwa der Strahlungsverteilung von Einzelsternen. Um Zusammengehörigkeiten deutlich zu machen, sind für das Modell Ala und die darin enthaltenen Spektren bei $\lg r = 9.5$ ($\lg g = 5.77$, $T_{\text{eff}} = 23900$ K) die Spektralindizes bei den drei untersuchten Winkeln gekennzeichnet.

Wie zu erwarten war, sind die Breiche der Scheibenspektren und der Einzelspektren deutlich voneinander getrennt. Die Punkte (α_{UV} , α_{opt}) für heiße "Sterne" liegen noch relativ nahe bei denen der Akkretionsscheiben bei niedrigen Neigungswinkeln i ; je größer i wird, oder je kühler die Einzelsterne werden, desto unterschiedlichere Bereiche in dem Diagramm werden eingenommen. Keiner dieser Breiche schließt aber den theoretisch vorhergesagten Punkt (-2.33, -2.33) ein. Die Neigung der Kontinua für Schwarzkörper-Modelle stimmt statistisch mit denen der genauer berechneten Modelle überein.

Die beobachteten Spektralindizes einiger Kataklysmischer Systeme während des Maximums sind ebenfalls in Fig. IX.1. eingetragen. Sie liegen alle in dem auch von den synthetischen Spektren eingenommenen Bereich und definitiv nicht in dem der Einzelsterne ("Ring"spektren); das Spektrum des einzelnen B-Sterns η Ursae Majoris (Underhill, 1982) dagegen fügt sich gut in den Bereich der berechneten Einzelspektren ein. Offensichtlich können die kontinuierlichen Spektren von Kataklysmischen Variablen durch Spektren von Akkretionsscheiben qualitativ richtig wiedergegeben werden, i.a. aber nicht durch die Spektren von Einzelsternen. Selbst die Winkelabhängigkeit von α_λ ist von den Rechnungen

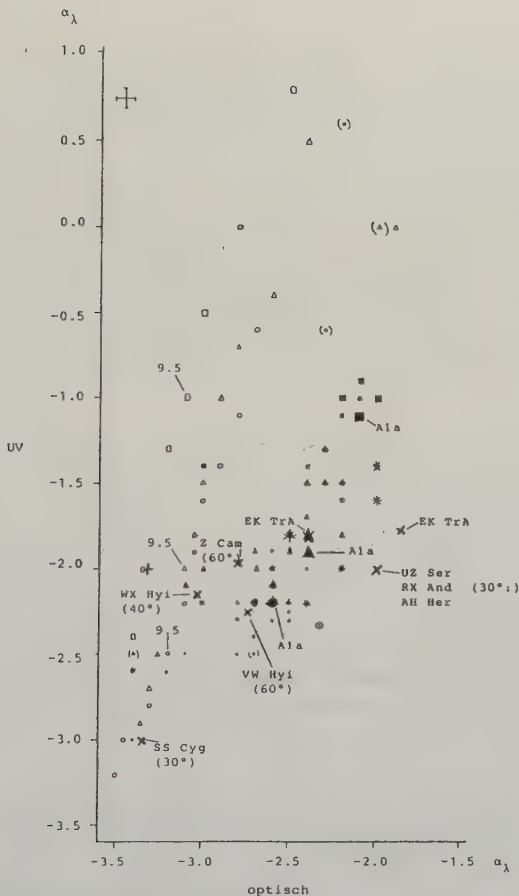


Fig. IX.1. Optische und ultraviolette Spektralindizes α_{λ} von synthetischen und beobachteten Spektren. α_{λ} wurde jeweils bestimmt in den Bereichen $\lambda\lambda$ 1200 - 2500 Å und H β bis H γ . Die Symbole ($\bullet$, $\blacktriangle$, $\blacksquare$) bezeichnen die synthetischen Spektren von Akkretionsscheiben, diese Symbole ($\circ$, Δ , $\square$) die der lediglich druckverbreiterten Spektren der einzelnen Ringe des Modells A1a, jeweils bei den Winkeln 28°, 60° und 83°; fallen die Werte mehrerer Modelle auf denselben Gitterpunkt, ist die Größe der Symbole ein ungefähres Maß für die Anzahl der dort liegenden Punkte; eingeklammerte Punkte sind unsicher. Die zum Modell A1a und dem in diesem Modell enthaltenen Teilspektrum bei $\lg r = 9.5$ ($\lg g = 5.77$, $T_{\text{eff}} = 23900$ K) sind gesondert gekennzeichnet. Beobachtungen von Zwergnovae und novaähnlichen Sternen während des Maximums sind als Kreuze ($\times$) eingezeichnet; soweit bekannt, sind die Neigungswinkel der Systeme (nach Ritter, 1984) angegeben. Die Spektralindizes der Beobachtungen stammen aus: RX And, AH Her, UZ Ser (Verbunt et al. 1984); Z Cam (Kiplinger, 1980); SS Cyg (Kiplinger, 1979); VW Hyi und WX Hyi (Hassall et al. 1983); EK TrA (Hassall, 1985). $\circ$ ist der theoretisch vorhergesagte Punkt $\alpha_{\lambda} = -2.33$ für den gesamten Wellenlängenbereich. + bezeichnet den B-Stern η Ursae Majoris.

anscheinend größenordnungsmäßig richtig wiedergegeben, möglicherweise verläuft das Kontinuum der berechneten Spektren etwas zu flach im Vergleich zu den Beobachtungen. Eine definitive Aussage ist wegen der geringen Anzahl der hier zum Vergleich herangezogenen Spektren nicht möglich. Auf die Beobachtungen trifft aber auch zu, daß die optischen und ultravioletten Spektralindizes unbedingt getrennt gemessen werden müssen, um das Kontinuum richtig zu beschreiben. Der theoretische Wert von $\alpha_\lambda = -2.33$ (d.h. -2.33 im Optischen und UV) wird auch von realen Spektren i.a. nicht erreicht.

IX.2. Farben

Eine andere im Prinzip relativ leicht zu messende Größe in beobachteten Sternspektren sind Farben, d.h. die Intensitätsverhältnisse bei verschiedenen Wellenlängen zu einem bestimmten Zeitpunkt. Farbmessungen gibt es von praktisch allen Kataklysmischen Veränderlichen in großer Menge, sie sind u.a. ein Abfallprodukt der Untersuchung von Lichtkurven.

Von vielen Autoren ist ein Vergleich der Farben berechneter und beobachteter Spektren vorgenommen worden (Mayo et al., 1980; Pacharintanakul, Katz, 1980; Herter et al., 1979; Schwarzenberg-Czerny, Rozyczka, 1977). Aus mehreren Gründen habe wurde ein solcher Vergleich hier nicht durchgeführt, da die Ergebnisse nicht sehr aussagekräftig sind.

Der Sinn eines Vergleichs beobachteter punktueller Farben mit denen synthetischer Spektren kann nur sein, etwas über Systemparameter zu einem bestimmten Zeitpunkt zu lernen. Ein Blick auf Figs. VII.1. und 4. macht deutlich, daß im Falle stationärer Akkretionsscheiben das optische Kontinuum im wesentlichen von Scheibengebieten bestimmt wird, deren Strahlungsmaximum im UV liegt. Die Änderung irgendwelcher Parameter sollte sich aber besonders im Bereich des Strahlungsmaximums (des UV) bemerkbar machen, im Optischen erst in zweiter Linie. Eine Untersuchung der berechneten Modelle unter diesem Aspekt (siehe auch Darstellungen in Kap. VII) bestätigt, daß drastische Änderungen der ultravioletten Strahlungsverteilung in den meisten Fällen das optische Kontinuum mehr oder weniger unverändert lassen. Was sich oft

ändert, ist der optische Absolutfluß, der bei der Angabe von Farben aber nicht zum Ausdruck kommt. - Irgendeine Angabe über die Größe von Systemparametern ist aus optischen Farben allein nicht möglich.

Farben von Kataklysmischen Variablen sind meines Wissens ausschließlich im UBV(RI)-System gemessen bzw. publiziert worden. Die Filter sind extrem breitbandig (1000 Å) und überlappen teilweise. Die geringen Effekte verschiedener Parameterkombinationen im Optischen werden bei Verwendung dieses Farbsystems auch noch nivelliert.

Die theoretische Darstellung des kombinierten Effekts von Filterkurven und Erdatmosphäre stellt sich als sehr schwierig heraus, besonders in der Nähe des atmosphärischen cut-off (U-Filter) (Buser, Kurucz, 1978), sodaß die theoretischen Farben ebenfalls nicht besonders genau sind.

Wie in Kap. V.2 und VIII.2 deutlich wurde, spielt es bei einem Vergleich der Farben beobachteter und synthetischer Spektren eine große Rolle, ob die Modellatmosphären mit Erhaltung der Flußkonstanz und line blanketing gerechnet wurden oder nicht.

Gerade im optischen Spektralbereich wirkt es sich aus, daß bei den Rechnungen die Beiträge aller Systemkomponenten außer der Scheibe selbst vernachlässigt wurden. Speziell der Heiße Fleck und der Sekundärstern sollten unbedingt in den Rechnungen berücksichtigt werden, wenn ein Vergleich der optischen Farben mit Beobachtungen vorgenommen wird.

Zusammenfassend ließe sich sagen, daß sowohl theoretische als auch beobachtete optische Farben von Akkretionsscheiben im Prinzip (mit einigem Fehler) anzugeben sind, daß aber nicht zu erwarten ist, daß aus einzelnen dieser Werte irgendetwas gelernt werden kann.

IX.3. Der Balmer Sprung

Ebenfalls einfach zu bestimmen ist der Balmer Sprung. Für einige der berechneten Modelle ist er in Fig. IX.2.a. jeweils für die drei untersuchten Neigungswinkel aufgetragen. Sie sind in drei Blöcke unterteilt, die den Einfluß der Scheibendicke (α), der Berücksichtigung der mit der Höhe variablen Gravitationsbeschleunigung und der geometrischen Scheibengröße verdeutlichen sollen.

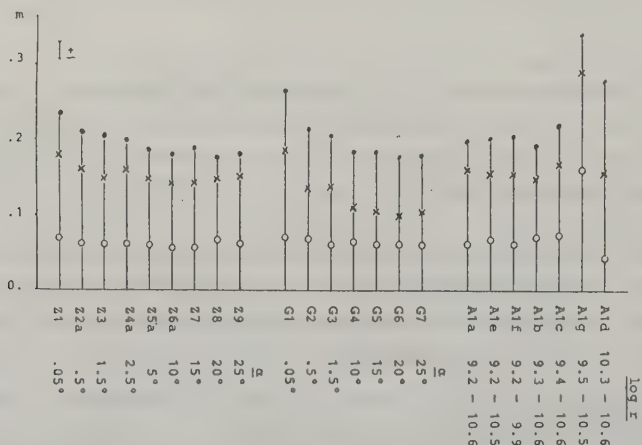


Fig. IX.2. Abhängigkeit der Größe des Balmer Sprunges von Systemparametern, jeweils angegeben in Größenklassen.

a) Der Balmer Sprung in verschiedenen meiner Modelle. Punkte ($\bullet$), Kreuze ($\times$) und Kreise ($\circ$) bezeichnen die Größe, wenn die Scheibe unter einem Neigungswinkel von 28° , 60° bzw. 83° betrachtet wird. Der linke und mittlere Block zeigen die Abhängigkeit von der geometrischen Scheibendicke (neben dem Modellnamen ist der Winkel $\alpha = \arctan z/r$ angegeben), links wurde mit der Höhe variablen g gerechnet, im mittleren Block galt $g = \text{const}$; der rechte Block zeigt die Abhängigkeit von den geometrischen Abmessungen der Scheibe in radialer Richtung (neben dem Modellnamen sind der Innen- und Außenradius der Scheibe angegeben). Ein typischer Fehler bei der Bestimmung des Balmer Sprunges ist oben links angegeben.

Die starke Winkelabhängigkeit des Balmer Sprunges ist wieder eine Konsequenz der Randverdunklung, die bereits diskutiert wurde (Kap. VII.2.4). Generell ist die Größe des Balmer Sprunges bei sehr großem Neigungswinkel annähernd unabhängig von der Variation der Systemparameter; dies rührt einfach daher, daß sowieso nur die aller obersten Atmosphärenschichten gesehen werden können.

Nur bei geometrisch sehr dünnen Scheiben hat die Scheibendicke einen Einfluß auf die Größe des Balmersprunges, und auch nur dann ist es wesentlich (wie bei der übrigen spektralen Flußverteilung auch (Kap. VII.2.3)), ob die mit der Höhe variable Gravitationsbeschleunigung in den Rechnungen berücksichtigt wurde oder nicht.

Sehr wesentlich wirken sich die geometrischen Abmessungen der Akkretionsscheibe aus - wie nach Fig. VII.4. nicht anders zu erwarten. Bei einer Temperatur von etwa 10000 K ist die Balmerabsorption am stärksten und nimmt dann zu höheren und niedrigeren Temperaturen hin ab. Es ist nun sehr wesentlich, wo in der Scheibe, in Relation zur Restscheibe, diese Temperatur herrscht, ob auch das Kontinuum von etwa 10000 K einen relevanten Beitrag zur Gesamtstrahlung leistet - in diesem Fall ist der Balmer-sprung des Gesamtspektrums groß - oder ob es heißere, weiter innen liegende Gebiete gibt, die ein so starkes Kontinuum (mit einem nur sehr kleinen Balmersprung) ausstrahlen, daß die starke Absorption des Wasserstoffs weitgehend überdeckt wird, und somit der Balmersprung des Gesamtspektrums klein ausfällt. Einige Fälle sind in Fig. IX.2.a untersucht: In den gewählten Beispielen wirkt sich eine Änderung des äußeren Scheibenrandes praktisch nicht auf die Größe des Balmersprunges aus, da er erst bei etwa $\lg r = 10$ seinen Maximalwert erreicht; der Beitrag der inneren Scheibe zum Optischen ist nicht so bedeutend, daß Unterdrückung der allerinnersten Gebiete sich auswirken würde. Sobald aber der Ring bei $\lg r = 10$ im Optischen einen merklichen Beitrag zur kontinuierlichen Strahlung liefert, wächst die Größe des Balmersprunges sehr schnell an. - Außer durch eine Vergrößerung des inneren Scheibenradius kann eine Änderung des relativen Beitrages starker Balmerabsorption zur Gesamtstrahlung auch durch eine Verringerung von $\dot{M}$ (d.h. Herabsetzung der Effektivtemperatur $T_{\text{eff}}(r)$) erreicht werden: die Absorption in den dominierenden Scheibengebieten wird dann stärker.

Analog ist eine Verkleinerung des Balmersprunges bei verkleinertem Innenradius der Scheibe zu erwarten, wie z.B. in den hier nachgerechneten Modellen von Herter et al. und Wade; bei beiden sind Innen- und Außenradius der Scheibe um einiges kleiner als den ursprünglichen Modellen der vorliegenden Arbeit (Fig. IX.2.b).

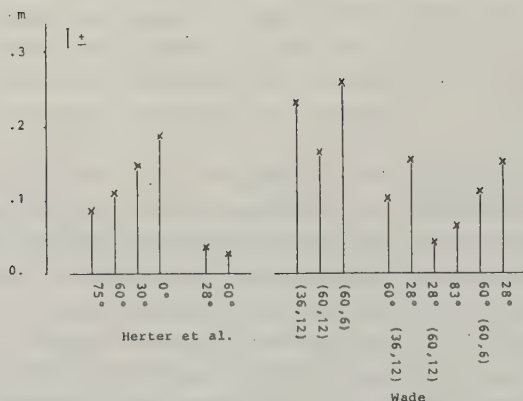


Fig. IX.2.b) Der Balmersprung in einigen von anderen Autoren publizierten Modellen, z.T. im Vergleich zu dessen Größe, wenn mit annähernd denselben Parametern und den Programmen dieser Arbeit gerechnet wurde. Ein typischer Fehler der Bestimmung des Balmersprunges ist oben links angegeben.

In Kap. V.2. (Fig. V.3) wurde gezeigt, daß bei Erhaltung der Flußkonstanz der Balmersprung um einiges größer werden kann.

Bei einem Vergleich zwischen Wade's Modellen und den mit seinen Parametern und Programmen dieser Arbeit nachgerechneten wird deutlich, wie sehr die Resultate von Einzelheiten der Rechnungen abhängen können. Es wurde versucht, die von ihm verwendeten Parameter so gut wie möglich zu rekonstruieren, sodaß Unterschiede in den Spektren hauptsächlich auf die unterschiedliche Vorgehensweise zurückzuführen sein dürften. Der wichtigste Grund für die Diskrepanz scheint zu sein, daß Wade flußkonstante Modelle verwendet (s. Kap. V.2 und VIII.2); ebenfalls in richtung einer Vergrößerung des Balmersprunges wirkt, daß bei der geometrisch extrem dünnen Akkretionsscheibe Wade mit $g_z(r) = \text{const}$ rechnete (s. Fig. IX.2.a).

Für einige Kataklysmische Systeme ist die Größe des Balmersprunges im Maximumzustand in Fig. IX.2.c angegeben. Im Mittel stimmen die beobachteten recht gut mit den berechneten Balmersprüngen überein. Wie im Fall der Zwergnova WX Hyi zu sehen ist, kann die Größe aber in ein und demselben System sehr veränderlich sein.

Da neben dem Neigungswinkel (der für ein gegebenes System unveränderlich ist) die Innen- und Außenradien der Scheibe und die Massentransferrate - alle nur sehr ungenau bekannt - die Größe des Balmersprunges sehr beeinflussen, ist auch mit Hilfe des Balmersprunges keine Aussage über die Größe von Systemparametern möglich.

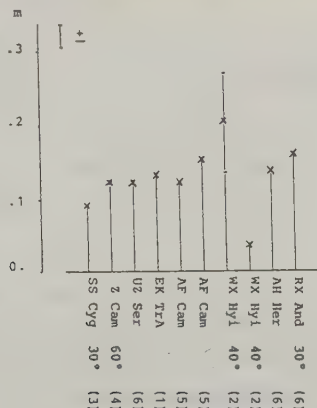


Fig. IX.2.c) Die Größe des Balmersprunges bei einigen novaähnlichen Variablen und Zwergnovae im Ausbruch. Die Werte sind entnommen: (1): Hassall (1985); (2): Hassall et al. (1984); (3): Kiplinger (1979); (4): Kiplinger (1980); (5): Sczkody (1985); (6): Verbunt et al. (1984). Ein typischer Fehler beider Bestimmung des Balmersprunges ist oben links abgegeben.

IX.4. Linienspektren

Was eigentlich mit berechneten Spektren verglichen werden sollte, sind beobachtete Spektren. Da Kataklysmische Variable relativ lichtschwache Objekte sind, ist es nicht leicht qualitativ hochwertige Spektren zu gewinnen, die einen Vergleich im Detail zulassen könnten. Aber wie gesagt sind auch die berechneten Spektren mit so vielen Annahmen behaftet, daß auch aus diesem Grund ein detaillierter Vergleich nicht möglich ist. Ein grober Vergleich sollte aber möglich sein. Daran, daß die Balmerlinien des Wasserstoffs beobachtet werden, besteht kein Zweifel. Ein Vergleich von berechneten und beobachteten UV-Linien-Spektren Kataklysmischer Variabler war bisher noch nie möglich, da solche Rechnungen noch nie durchgeführt wurden, es ist daher die vor-dringlichste Frage, ob die berechneten Linien auch tatsächlich beobachtet werden können (die Frage der Übereinstimmung von beobachteten und berechneten Kontinua wurde in Kap. IX.1. bereits

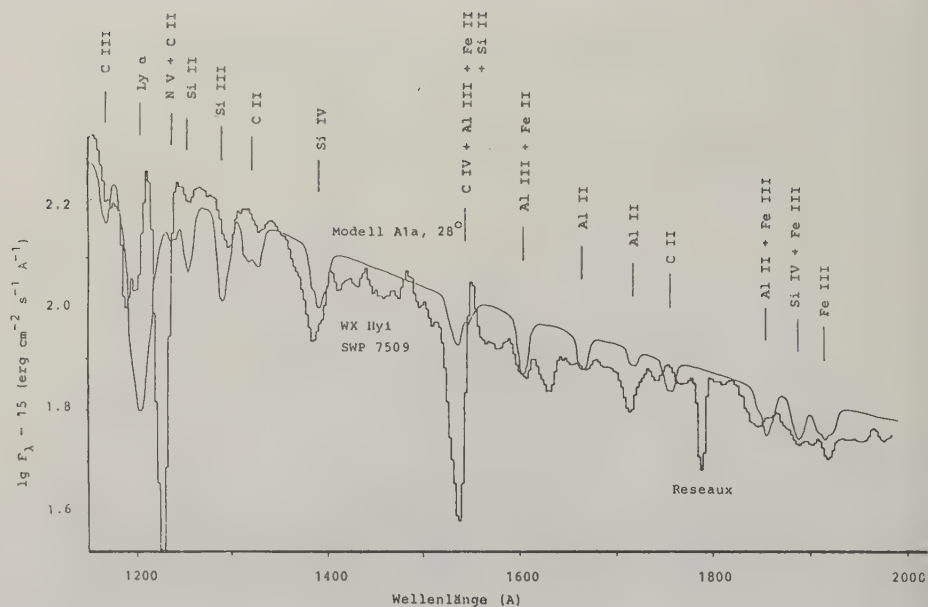


Fig. IX.3. Vergleich eines beobachteten mit einem berechneten UV Spektrum. Das beobachtete Spektrum ist ein IUE low resolution Spektrum der Zwergnova WX Hyi im Maximum eines Superausbruchs (SWP 7509; 31.12.1979). Das synthetische Spektrum ist das Modell Ala bei 28° . Die Linien des synthetischen Spektrums sind identifiziert, sie stimmen weitgehend mit denen des beobachteten überein. Die Asymmetrien einiger beobachteter Linien werden Sternwinden zugeschrieben, die in den Rechnungen nicht berücksichtigt wurden.

diskutiert). Fig. IX.3. zeigt eine Gegenüberstellung des UV-Spektrums des Modells Ala bei einem Neigungswinkel von $i = 28^\circ$ mit einem beobachteten Spektrum der Zwergnova WX Hyi im Maximum eines Superausbruchs; dies ist ein gutes für Zwergnovae im Maximum bzw. novaähnliche Veränderliche typisches IUE Spektrum. (Eine Bestimmung der Wellenlänge ist bei low resolution IUE Spektren nur im Rahmen von ± 3 Pixel möglich, zudem sind die Dimensionen der beiden Spektren nicht exakt gleich, da die Plots mit verschiedenen Rechnern hergestellt wurden.)

Beobachtetes und berechnetes Spektrum sehen sich nicht ganz unähnlich. Fast jeder berechneten Absorptionslinie ist auch eine beobachtete vergleichbarer Stärke zuzuordnen. Was voraussetzungsgemäß nicht gefittet werden kann, sind die asymmetrischen Profile der C IV und Si IV Linien, die Sternwinden zugeschrieben werden. Eine bessere Übereinstimmung als die hier erzielte ist angesichts der vielen in den Rechnungen implizit und explizit enthaltenen Annahmen kaum zu erwarten.

X. Schlußbetrachtung ...

Spektren geometrisch dünner optisch dicker Akkretionsscheiben sind berechnet worden. Die Einflüsse aller Strahlungsquellen des Systems außer der Scheibe selbst wurden vernachlässigt. Die Sytemparameter wurden so gewählt, daß Zwergnovae und novaähnliche Systeme beschrieben werden sollten. Der Einfluß der verschiedenen untersuchten Parameter auf das emittierte Spektrum wurde in Kap. VII.2.8. zusammenfassend dargestellt.

Außer der Frage nach dem Einfluß dieser Parameter hatten sich im Laufe der Arbeit weitere Fragen ergeben, die z.T. geklärt werden konnten.

Zum einen ist dies der Term im radialen Temperaturgesetz der Scheibe, der den Impulsübertrag von der Scheibe auf den Weißen Zwerg beschreibt. Es zeigte sich, daß er die Neigung des Kontinuums beeinflusst, die Größe des Effekts ist aber angesichts des Einflusses anderer Parameter zu vernachlässigen.

Alle Autoren, die bisher Scheibenspektren berechnet haben, verwendeten eine mit der Höhe nicht variable Schwerebeschleunigung, wobei i.a. nicht klar war, in wie weit diese Näherung gerechtfertigt war. Generell zeigte sich, daß die Variation vernachlässigbar ist, solange die Akkretionsscheibe in der Zentralebene optisch dick ist, d.h. $\tau(z=0) \gg 1$. Wenn sie nur marginal optisch dick oder optisch dünn ist, muß die Änderung der Schwerebeschleunigung in der Atmosphäre unbedingt berücksichtigt werden.

Spektren von Akkretionsscheiben in der Näherung des LTE zu berechnen erwies sich als eine sehr gute und gerechtfertigte Näherung. Dasselbe gilt für eine Vernachlässigung des Strahlungsdrucks.

Nicht-Erhaltung der Flußkonstanz ist nur eine gerechtfertigte Näherung, solange statistische Effekte untersucht werden sollen. Schon dabei ist zu berücksichtigen, daß vor allem der Balmer-sprung zu klein ist; Linienprofile werden auch nur qualitativ dargestellt. Bei genaueren Rechnungen, und speziell, wenn bestimmte Beobachtungen gefittet werden sollen, um Sytemparameter abzuleiten, sollten Flußerhaltung und line blanketing unbedingt in die Rechnungen eingeschlossen werden.

Die Annahme, die Scheibe bestehe aus voneinander unabhängigen, nicht wechselwirkenden "Ringen" ist im Scheibeninneren gerechtfertigt, da radiale Gradienten immer wesentlich kleiner sind als vertikale. Dies trifft nicht ganz so zu auf die Atmosphäre. An den Grenzschichten benachbarter "Ringe" treten sehr große Gradienten auf, die aber nur relativ kleine Teile der jeweiligen Teilatmosphären beeinflussen sollten. Solange die Scheibe geometrisch dünn ist (d.h. $\alpha \approx 5^\circ$, etwas abhängig von der Geometrie der Oberfläche), kann der weitaus größte Teil der Strahlung der einzelnen "Ringe" die Scheibe ohne Wechselwirkung mit den Nachbarringen verlassen; nur bei sehr großem Neigungswinkel des Systems gegen den Beobachter kommt es zu starker Wechselwirkung. Unter den gemachten Annahmen über die Natur eines Kataklysmischen Systems ist auch diese "Ringnäherung" keine sehr schlechte.

Eine Gegenüberstellung der berechneten mit beobachteten Spektren demonstrierte, daß die vielen und z.T. etwas fragwürdigen in den Rechnungen gemachten Annahmen einigermaßen gerechtfertigt waren: beobachtete Eigenschaften von Kataklysmischen Variablen können durch die synthetischen Spektren statistisch richtig wiedergegeben werden; selbst die Linienspektren des UV sehen den beobachteten recht ähnlich.

Trotzdem halte ich es aber auf gar keinen Fall für sinnvoll, mit Rechnungen wie denen dieser Arbeit die Eigenschaften realer kataklysmischer Systeme ableiten zu wollen. Es darf nicht vergessen werden, daß, was vor allem im Optischen wichtig ist, die Beiträge des Sekundärsterns und des Heißen Flecks nicht berücksichtigt worden sind, und daß es speziell bei kleinen Massentransferraten wichtig werden wird, daß die Atmosphäre der "realen" äußeren Scheibe wahrscheinlich konvektiv ist; die Berechnung konvektiver Atmosphären ist aber mit der einzigen bekannten Theorie, der Mischungswegtheorie, eine nicht sehr genaue Angelegenheit. Im UV dagegen dürfte sich die Grenzschicht zwischen Scheibe und Weißem Zwerg bemerkbar machen, nicht unbedingt als direkte Strahlungsquelle, sondern dadurch, daß ihre energiereiche Strahlung die Atmosphäre der Scheibe aufheizt, wodurch sich das Spektrum ändert. Die theoretische Berücksichtigung asymmetrischer Einstrahlung in die Atmosphäre führt auf numerisch annähernd unüberwindliche Schwierigkeiten. Ein weiteres Problem ergibt sich dadurch, daß die Strahlung der Grenzschicht mehr oder weniger unbekannt ist und sicherlich zeitlich variabel.

Ausbruchspektren von Zwergnovae bzw. Spektren novaähnlicher Sterne zeigen fast ausnahmslos stark asymmetrische Absorptionslinien, z.T. sogar P Cygni Profile in einigen Resonanzlinien des UV. Diese Profile deuten auf Sternwinde in den Systemen hin. Selbst wenn diese Winde nicht in die Rechnungen mit einbezogen werden, so sind sie doch ein Anzeichen für das Vorhandensein ausgedehnter optisch dünner Gebiete innerhalb des kataklysmischen Systems. Optisch dünne Materie kann die Strahlung sowohl des Kontinuums als auch der Linien sehr wesentlich beeinflussen und tut es offensichtlich auch, wie Beobachtungen von veränderlichen Emissionskernen in den Absorptionslinien während der Zwergnova- Ausbrüche zeigen. Wo im System diese optisch dünnen Gebiete anzusiedeln sind, und wie sie physikalisch beschaffen sind, ist völlig ungeklärt.

Die weitaus meiste Zeit befinden sich Zwergnovae nicht im Ausbruchszustand sondern im Ruhezustand, der i.a. gekennzeichnet ist durch ein kühles Kontinuum und vor allem durch Emissionslinien. Diese Emissionen werden im wesentlichen der Scheibe selbst zugeschrieben, die bei geringer Massentransferrate zumindest teilweise optisch dünn werden muß. Es scheint ein besonders vorrangiges Problem zu sein, optisch dünne Scheiben(-gebiete) in die Rechnungen mit einzuschließen. Aus der Sicht des Strahlungstransports ist dies Problem leicht lösbar, sodaß stationäre optisch dünne Scheiben im Prinzip berechnet werden könnten; auch die in diesem Falle wichtige Energieerzeugung innerhalb der Atmosphäre kann theoretisch behandelt werden. Eine Schwierigkeit stellen wahrscheinlich die kühlen äußeren Scheibengebiete dar, die gerade die optische Strahlung während des Ruhezustandes der Zwergnovae entscheidend beeinflussen.

Beobachtungen deuten darauf hin, daß während des Ruhezustandes die vom Sekundärstern auf die Scheibe überfließende Materie nicht gleichmäßig durch die Scheibe zum Weißen Zwerg transportiert wird, sondern in der äußeren Scheibe gespeichert und erst im Ausbruch akkretiert wird. Das bedeutet aber, daß die Scheibe nicht mehr stationär ist, und somit ist nirgends in der Scheibe die Effektivtemperatur $T_{\text{eff}}(r)$ mehr bekannt. Um nun die Temperatur zu berechnen, muß die gesamte vertikale Scheibenstruktur mit berechnet werden, das heißt, es müssen Annahmen über die Viskosität des Scheibenmaterials und ihre eventuellen Abhängigkeiten von Temperatur, Druck etc. gemacht werden.

Abschließend läßt sich also sagen, daß die Berechnung stationärer Scheiben unter den in den Kap. III, V. und VI gemachten Annahmen die Strahlung von Zwergnovae im Maximumzustand bzw. von nova-ähnlichen Sternen größenordnungsmäßig richtig zu beschreiben vermag. Das Fallenlassen fast jeder der gemachten Annahmen führt numerisch und/oder physikalisch zu großen Schwierigkeiten.

Liste der verwendeten Formelzeichen

A	Größe eines Flächenelements
A	s. Gl. VI.14
a	Abstand der Massenzentren der Sterne
B	Magnetfeldstärke
B	Breite des Apparateprofils
B	s. Gl. VI.14
B_{mn}	Einsteinscher Übergangskoeffizient
B_v	Planck-Funktion
C	s. Gl. VI.14
c	Lichtgeschwindigkeit
c_4	Konstante des quadratischen Starkeffekts
E_{mn}	Anregungspotential des Überganges m n
e	Ladung des Elektrons
F	Gesamtstrahlung der Scheibe
F_v	Strahlung der Scheibe bei der Frequenz v
f_{mn}	Oszillatorenstärke des Überganges von m nach n
g	Gravitationsbeschleunigung
g_{crit}	Gravitationsbeschleunigung am Eddington Limit
g_{mn}	statistisches Gewicht des Überganges m n
$g_{r,i}$	statistisches Gewicht des Energieniveaus i im Ionisationszustand r
g_{rad}	Strahlungsbeschleunigung
g_z	vertikale Komponente der Gravitationsbeschleunigung
H	Apparateprofil
H	Linienprofil
H_v	2. Moment der Intensität
h	Plancksches Wirkungsquantum
I	Strahlungsintensität
I^+, I^-	s. Gl. V.6
i	Neigungswinkel des Systems gegenüber dem Beobachter
J_v	mittlere Intensität
K_v	3. Moment der Intensität
k	Boltzmann Konstante
L_{BL}	Leuchtkraft der Grenzschicht
L_x	Röntgenleuchtkraft
M	Sternmasse
$\dot{M}$	Massentransferrate
M_O	Masse der Sonne
M_{WD}	Masse des Weißen Zwerges

m_e	Masse des Elektrons
N_r	Besetzung des Ionisationszustandes r
$N_{r,i}$	Besetzung des Energieniveaus i im Ionisationszustand r
n_e	Elektronendichte
P	Druck
P	Bahnperiode
P_e	Elektronendruck
P_g	Gasdruck
P_K	Kerndruck
P_r	relative Anzahl der Teilchen im Ionisationszustand r
Q	gesamte in der Scheibe freigesetzte Strahlungsenergie
q	Hopf-Funktion
q	Massenverhältnis der Sterne
$\dot{q}$	Gesamtfluß der Energie aus dem System
R	Sternradius
R	Gaskonstante
R	s. Gl. VI.14
R_O	Radius der Sonne
R_A	Alfvén-Radius
R_{WD}	Radius des Weißen Zwerges
r	radialer Abstand vom Zentrum des Weißen Zwerges
r_a	Außenradius der Scheibe
r_i	Innenradius der Scheibe
S_v	Quellfunktion
T	Temperatur
T_{eff}	Effektivtemperatur
t	Zeit
$\vec{t}$	Tensor der viskosen Spannung
u_r	Zustandssumme des Ionisationszustandes r
v	Geschwindigkeit des viskosen Gases
v_D	thermische Doppler-Geschwindigkeit
v_r	radiale Geschwindigkeit der Materie in der Scheibe
v_z	vertikale Geschwindigkeit der Materie in der Scheibe
v_φ	Rotationsgeschwindigkeit der Materie in der Scheibe
w_i	Gewichte der Gauß-Integration
Y	s. Gl. VI.5
Y_n	s. Gl. VI.14
Z	s. Gl. VI.5
z	vertikale Höhe der Scheibe
z_O	vertikale Höhe der Scheibe bei $\tau = 2/3$
α	Winkel zwischen der Rotationsebene der Scheibe und der Höhe $z_O(r)$

α	Viskositätsparameter
$\alpha_{\nu}, \alpha_{\lambda}$	Spektralindex
γ	Gravitationskonstante
γ_{el}	Elektronendämpfungskonstante
γ_{rad}	Strahlungsdämpfungskonstante
$\Delta\lambda_{rot}$	Linienverschiebung durch Rotation der Scheibe
ϵ	Viskositätsparameter
ϵ	Energie
$\epsilon_i = \epsilon$	relative Häufigkeit des Elementes i
η_{ν}	Emissionskoeffizient
θ	Azimutwinkel
κ_{Ross}	Rosselandscher Absorptionskoeffizient
$\kappa_{\lambda, cont}$	kontinuierlicher Absorptionskoeffizient bei der Wellenlänge λ
κ_{ν}	Absorptionskoeffizient
λ	Wellenlänge
μ	Atomgewicht
μ	Cosinus des Neigungswinkels
ν	Frequenz
ρ	Gasdichte
σ	Boltzmann-Konstante
$\sigma_e = \sigma_{\nu}$	Elektronenstreuoeffizient
τ	optische Tiefe
$\bar{\tau}$	Rosselandsche optische Tiefe
τ_{th}	thermische Zeitskala der Akkretionsscheibe
Φ	Gravitationspotential
X_r	Ionisationsenergie des Zustandes r
$X_{r,i}$	Anregungsenergie des Niveaus i im Ionisationszustand r
X_{ν}	Extinktionskoeffizient

Literaturnachweis

- Baschek, B., Holweger, H., Traving, G.: 1966, Abhandlungen der Hamburger Sternwarte VIII, 26
- Bath, G., T.: 1973, Nature Phys. Sci. 246, 84
- Bath, G., T., Edwards, A., C., Mantle, V., J.: 1983, in Livio, M., Shaviv, G. (eds.), IAU Coll. 72, 'Cataclysmic Variables and related Objects', Haifa, p. 69
- Burkert, A., Hensler, G.: 1985, in Proc. ESA workshop: Recent Results on Cataclysmic Variables, Bamberg, p. 67
- Buschick, R.: 1927 'Sternenkunde und Erdgeschichte', Leipzig
- Buser, R., Kurucz, R.L.: 1978, A&A 70, 555
- Cannizzo, J., K., Kenyon, S., J.: 1985, preprint
- Carbon, D., Gingerich, O.: 1969, in 'Theory and Observation of Normal Stellar Atmospheres', O. Gingerich (ed.), MIT Press, p. 377
- Cordova, F., A., Mason, K. O.: 1983, in 'Accretion driven Stellar x-ray Sources', W.H.G. Lewin, E.P.J. van den Heuvel, (eds.), p. 156
- Crawford, J., A., Kraft, R., P.: 1955, PASP 67, 337
- la Dous, C.: 1983, in 'Observational Basis for Velocity Fields in Stellar Atmospheres', R. Stalio, R.N. Thomas (eds.), Trieste, p. 428
- Dreier, H.: 1986, Diplomarbeit Univ. München
- Duschl, W.: 1985, Dissertation, Univ. München
- Edmonds, F., N., Schlüter, H., Welles, D., C.: 1967, Mem.R.A.S. 71, 271
- Fabbiano, G., Hartmann, L., Raymond, J., Steiner, J., Banduardi-Raymond, G., Matilsky, T.: 1981, Ap.J. 243, 911
- Ferland, G.J., Lambert, D., L., McCall, M., L., Shields, G., A., Slovak, M., H.: 1982, Ap.J. 260, 794
- Freitag, B.: 1983, Dissertation, Univ. Nürnberg (Bamberg)
- Gehren, T.: 1975 a, 'LTE-Sternatmosphärenmodelle (I), Tabellen zur kontinuierlichen Absorption', Kiel
- Gehren, T.: 1975 b, 'LTE-Sternatmosphärenmodelle (II), Strahlungsgleichgewichtsmodelle für kontinuierliche Absorption und Streuung nach den Fautrier-Verfahren', Kiel
- Gold, M.: 1985, Diplomarbeit, Univ. München
- Hall, D., N., B.: 1982, 'The Space Telescope Observatory', NASA CP-2244
- Hassall, B., J., M.: 1985, MN 216, 335

- Hassall, B., J., M., Pringle, J., E., Schwarzenberg-Czerny, A.,
Wade, R., A., Whelan, J., A., J., Hill, P., W.: 1983,
MN 203, 865
- Hassall, B., J., M., Pringle, J., E., Verbunt, F.: 1985, MN 216,
353
- Heber, U.: 1981, Dissertation, Univ. Kiel
- Herter, T., Lacasse, M., G., Wesemael, F., Winget, D., E.: 1979,
Ap.J. Suppl. 39, 513
- Hinderer, F.: 1948, AN 277, 193
- Horne, K., Stiening, R.F.: 1985, MN 216, 933
- Hummer, D., G., Mihalas, D.: 1970, JILA Report No. 101
- Jameson, R., F., King, A., R., Sherrington, M., R.: 1980, MN 191,
559
- Johnson, H., R.: 1974, NCAR Tech. Note, STR-95
- Kiplinger, A., L.: 1979, Ap.J. 234, 997
- Kiplinger, A., L.: 1980, Ap.J. 236, 839
- Kiplinger, A.: 1985, private Mitteilung
- Kley, W.: 1985, Diplomarbeit, Univ. München
- Koen, M.C.: 1981, Ph.D. thesis, Univ. Cape Town, Publ. Dept.
Astr. Univ. Cape Town, No. 2, 1981
- Krautter, J., Klare, G., Wolf, B., Wargau, W., Drechsel, H.,
Rahe, J., Vogt, N.: 1981, A&A 98, 27
- Kudritzki, R.-P.: 1976, 23rd Liege Symp., p. 295
- Kudritzki, R.-P.: 1979, A&A 52, 11
- Kurucz, R.: 1969, in 'Theory and Observations of Normal Stellar
Atmospheres', O. Gingerich (ed.), MIT Press, p. 375
- Kurucz, R.: 1970, Harvard Publ. 302
- Kurucz, R., L.: 1979, Ap.J. Suppl. 40, 1
- Lamb, F., Pettrick, C., Pines, D.: 1973, Ap.J. 184, 271
- Landolt-Börnstein: 1982, Numerical Data and Functional
Relationships in Science and Technology, VI.2.b
- Lewin, W., H., G., van den Heuvel, E., P., J. (eds): 1983,
'Accretion driven stellar x-ray sources'
- Lynden-Bell, D.: 1969, Nature 223, 690
- Marschhäuser, H.: 1986, Diplomarbeit, Univ. München
- Mayo, S., K., Wickramasinghe, D., T., Whelan, J., A., J.: 1980,
MN 193, 793
- Metz, K.: 1985, private Mitteilung
- Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E.: 1981, A&A 104, L10
- Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E.: 1982, A&A 106, 34 (MMH)
- Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E.: 1983, private Mitteilung
- Meyer, F., Meyer-Hofmeister, E.: 1984, A&A 132, 143

- Mihalas, D.: 1972, NCAR Tech. Note, STR-76
- Mihalas, D.: 1978, 'Stellar Atmospheres', 2nd ed.
- Mihalas, D., Heasley, J.N., Auer, L.H., 1975, NCAR Tech. Note
NCAR-TN/STR-104, High Altitude Observatory, National
Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado, USA
- Nauenberg, M.: 1972, ApJ. 175, 417
- Osaki, Y.: 1974, Publ. Aston. Soc. Japan 26, 429
- Pacharintanakull, P., Katz, J., I.: 1980, Ap.J. 238, 985
- Patterson, J.: 1984, Ap.J. Suppl. 54, 443
- Petit, M.: 1961, Asigo Contr. 119, 31
- Pringle, J., E.: 1977, MN 178, 195
- Pringle, J., E., Savonije, G., J.: 1979, MN 187, 777
- Pringle, J., E., Wade, R., A.: 1985, 'Interacting binary stars',
Cambridge
- Rayne, M.W., Whelan, J.A.J.: 1981, MN 196, 73
- Ritter, H.: 1983, in 'High Energy Astrophysics and Cosmology',
Proc. of Academica Sinica - Max-Planck-Society Workshop
on High Energy Astrophysics, Yang Jian and Zuh Cisheng
(eds.), Science Press Beijing, Gordon and Beach Science
Publ. S. A., p. 207
- Ritter, H.: 1984, A&A Suppl. 57, 385
- Ritter, H.: 1986, in 'Evolution of Galactic X-Ray Binaries',
J. Trümper, W.H.G. Lewin, W. Brinckmann (eds.), Reidel,
Dordrecht, in press
- Robinson, R.: 1976, Ann.Rev. Astr. Astr. 14, 119
- Schoembs, R., Hartmann, K.: 1983, A&A 128, 37
- Schwarzenberg-Czerny, A.: 1981, Acta Astr. 31, 241
- Schwarzenberg-Czerny, A., Rozyczka, M.: 1977, Acta Astr. 27, 429
- Shakura, N., I., Sunyaev, R., A.: 1973, A&A 24, 337
- Swank, J.H.: 1979, in 'White Dwarfs and Variable Degenerate
Stars', H.M. van Horn, V. Weidemann (eds.), Rochester,
p. 135
- Stoer, J.: 1983, 'Einführung in die numerische Mathematik I',
Berlin, Heidelberg
- Szkody, P.: 1985, in Proc. ESA Workshop: Recent Results on
Cataclysmic Variables, Bamberg, ESA SP-236, p. 39
- Traving, G.: 1965, in Landolt-Börnstein, 'Zahlenwerte und
Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik' VI.I,
p. 449
- Traving, G., Baschek, B., Holweger, H.: 1966, Abhandlungen der
Hamburger Sternwarte VIII,3
- Tylenda, R.: 1977, Acta Astr. 27, 235

- Tylenda, R.: 1981, Acta Astr. 31, 127
- Underhill, A.: 1982, in 'B Stars With And Without Emission Lines', A. Underhill, V. Doazan (eds.), NASA SP-456, p.50
- Verbunt, F.: 1982, Space Sci. Rev. 32, 379
- Verbunt, F., Pringle, J., E., Wade, R., A., Echevaria, J., Jones, D., H., P., Argyle, R., W., Schwarzenberg-Czerny, A., la Dous, C., Schoembs, R.: 1984, MN 210, 197
- Vidal, C., R., Cooper, J., Smith, E., W.: 1973, Ap.J. Suppl. 23, 37
- Vogt, N.: 1980, A&A 88, 66
- Vogt, N.: 1981, Habilitationsschrift, Univ. Bochum
- Vogt, N.: 1983, Sterne und Weltraum 22, 123
- Wade, R.: 1984, MN 208, 381
- Warner, B.: 1976, in 'Structure and Evolution of Close Binary Systems', IUA Symp. 73, p. 85
- Williams, R., E.: 1980, Ap.J. 235, 939
- Williams, R., E., Ferguson, D., H.: 1982, Ap.J. 257, 672

Danksagung

Ich danke

Prof. Dr. R.-P. Kudritzki	dafür, daß er es mir ermöglichte, diese Arbeit durchzuführen und mir als Betreuer immer mit Rat und Tat zur Seite stand;
Dr. T. Gehren,	der mir geduldigst über viele Schwierigkeiten hinweg half und mir einige Software zur Verfügung stellte;
Drs. E. Meyer-Hofmeister und F. Meyer,	die mir ihre Modelle der inneren Akkretionsscheibe zur Verfügung stellten;
Dr. K. Buttler,	der mir Spektren geblankter Atmosphärenmodelle zur Verfügung gestellt hat;
Dr. S. Jordan allen Kollegen,	für viele gute Tips und Ratschläge; mit denen ich über Probleme und Ergebnisse meiner Arbeit diskutieren durfte;
Frau C. Killen, einem geliebten Freund,	die mir beim Tippen der Arbeit behilflich war; der mich in einer schwierigen Zeit die wichtigsten Dinge lehrte, gilt mein allergrößter Dank.

Lebenslauf

Name: Constanze la Dous

geboren am: 14. April 1956

in: Braunschweig

Eltern: Werner Mönch-la Dous, geb. la Dous
Magdalene la Dous, geb. Pieper

Schul Ausbildung:

1963 - 1964	Wittenberg-Schule in Münster /Westf.
1964 - 1966	Goethe-Schule in Gelsenkirchen
1966 - 1967	Schalcker Gymnasium in Gelsenkirchen
1967 - 1968	Ratsgymnasium in Osnabrück
1968 - 1976	Viktoria-Schule in Aachen
Juni 1976	Abitur in Aachen

Juli 1976 - August 1976 Praktikant in der Kernforschungsanlage in Jülich

Studium:

WS 1976/77 - SS 1982	Studium der Physik und Astronomie an der Ludwig-Maximilians-Universität in München
Juni 1978 - Juni 1981	Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität München
Mai 1982	Diplom in Physik
WS 82/83 - WS 85/86	Studium der Astronomie an der Ludwig-Maximilians-Universität München
Juli 1982 - Jan. 1985	Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität München
Feb. 1985 - Nov. 1985	Wissenschaftliche Angestellte (DFG) am Institut für Astronomie und Astrophysik der Universität München
Juni 1985 - Aug. 1985	Research Assistant am Space Telescope Science Institute in Baltimore, U.S.A.
WS 82/83 bis jetzt	Arbeit an der Dissertation in Astronomie,

die ich hiermit vorlege.

